PROCEEDINC

De SRE- The Ina ί ; >ілаI Societatea pentru4Ópt¿^ 'ЁѵДO

Volumul 293

Distorsiuni de front de undă

Optica de putere

Claude A Klein

'Eu ¡еип. ir, f <jiV ir

Aυ-iusî 27 26 1981

Sani ■ noia

Proceedings of SPIE—The International Society for Optical Engineering

Volumul 293

Distorsiuni de front de undă în optica de putere

Claude A. Klein

Președinte/E dit or

Organizații cooperante

Corporația Aerospațială · American Astronomica! Societate · Institutul American de Aeronautică și Astronautică Societatea Americană de Meteorologie · Societatea Americană a Vidului · Agenția Nucleară de Apărare · Institutul de Optică al Societății de Calculatoare IEEE, Universitatea din Rochester · Laboratorul de propulsie cu reacție · Societatea de cercetare a materialelor din laboratorul național Los Alamos · Centrul de cercetare Ames NASA · NOAA Environmental Laboratoarele de cercetare Biroul de Cercetare Navală · Centrul de Științe Optice, Universitatea din Arizona · Societatea Optică din America

27-28 august 1981 San Diego, California

Pub!¡shed by

SPIE—Societatea Internațională pentru Inginerie Optică PO. Box 10, Bellingham, Washington 98227-0010 SUA Telefon 206/676 -3290 (Ora Pacificului) · Telex 67-3205

SPIE (The Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers) este o societate nonprofit dedicată promovării ingineriei și aplicațiilor științifice ale instrumentației, sistemelor și tehnologiei optice, electro-optice și foto-electronice.

Lucrările care apar în această carte cuprind lucrările reuniunii menționate pe coperta și pagina de titlu. Ele reflectă opiniile

Vă rugăm să utilizați următorul format pentru a cita materiale din această carte:

Autor(i), „Titlul lucrării”, Wavefront Distorstions in Power Optics, Proc, SPIE 293 de pagini (1981).

Catalog Catalog Biblioteca Congresului nr. 81 -84404 ISBN 0-89252-327-1

Tipărit în Statele Unite ale Americii

ИЛ4 VE F RONȚ Dl STORTI ON S IN POWER OPTICS

Volumul 293

Cuprins

WAVEFRONTE/STORT/ONS ÎN OPTICA POWER

Volumul 293

Comitetul de program

Omul Claude A Klein Raytheon Company

Copreședinți

George T. Johnston

Institutul de Cercetare de la Universitatea din Dayton, Kirtland AFB

John F. Gata

Honeywell Corporate Material Science Center

Centrul de cercetare științifică Marshall S. Sparks

George W. Sutton

Laboratorul de Cercetare Avco Everett

Marvin J. Weber

Laboratorul Național Lawrence Livermore

Președinte Sesiunea 1—Teorie sisteme și fluxuri Claude A Klein

Raytheon Cornpany

Președinte Sesiunea 2—HEL Optical Trains George T. Johnston

Institutul de Cercetare de la Universitatea din Dayton, Kirtland AFB

Președinte Sesiunea 3 — Câștigarea aberațiilor induse de mediu George W. Sutton

Laboratorul de Cercetare Avco Everett

Președinte Sesiunea 4 — Conjugare de fază/Optică adaptivă John F. Ready Honeywell Corporate Material Science Center

IVA VERRONT DISTORSĂRI ÎN OPTICA DE PUTERE

Volumul 293

INTRODUCERE

„Power Optics” se ocupă de dispozitive și sisteme concepute pentru a furniza energie laser către o țintă. În acest context, observăm că fronturile de undă netede permit concentrarea energiei laser pe zone țintă relativ mici, maximizând astfel densitatea energiei în Ici îndepărtați. Distorsiunile frontului de undă tind să extindă fasciculul și să reducă intensitatea maximă a câmpului îndepărtat, ceea ce poate compromite capacitatea sistemelor de a-și atinge obiectivul avut în vedere. rezonator laser. În plus, sistemele laser de mare putere implică o serie de componente optice și un mediu de propagare, ceea ce duce la aberații cumulate. Aceste aberații sunt în principal de natură termică: chiar și pentru absorbții mici, fasciculele laser de mare putere pot provoca o încălzire oarecare a oglinzilor, Ferestrele și mediul de gaz din trenul optic, care dă naștere la diferențe de cale optică (OPD) pe fascicul. În fond, dacă fasciculul laser trebuie să se propagă prin atmosferă, pe orice distanță apreciabilă, frontul de undă poate fi serios perturbat de turbulențele atmosferice și/sau înflorirea termică, chiar dacă cantitatea mică de energie absorbită de atmosferă este relativ nesemnificativă într-o situație reală. , aceste trei surse de distorsiune se combină pentru a face ca frontul de undă laser să devieze substanțial de la configurația ideală de tip „sferă gaussiană” asociată în mod normal cu componente optice perfecte și cu propagarea în spațiul liber. De fapt, pe măsură ce nivelul de putere crește, distorsiunea de fază devine atât de mare încât, în cele din urmă, performanța în câmp îndepărtat a sistemului laser începe să se deterioreze.

Optica adaptivă oferă un mijloc de a elimina unele dintre distorsiunile frontului de undă care degradează performanța laserelor de mare putere. În esență, optica adaptivă încearcă să „curățeze fasciculul” prin inserarea unui element compensator în trenul optic, tehnica implică principiul conjugării fazelor și poate fi implementată, în principiu, prin intermediul unor oglinzi deformabile „convenționale” sau „neliniare”. „interacțiuni optice. Optica adaptivă convențională utilizează o undă de referință în combinație cu un senzor electro-optic pentru a evalua situația OPD și a obține semnale de eroare, care acționează o oglindă deformabilă. Fasciculul laser se propagă apoi prin sistemul optic corectat și iese cu un front de fază

adecvat pentru a conduce la zero diferențele de drum în câmp îndepărtat. În opțiunea neliniară, nu există încercări de măsurare a aberațiilor variațiilor; valul de referință este pur și simplu amplificat. conjugată de fază. și retransmis. Totuși, aș putea sublinia că această capacitate neobișnuită a anumitor materiale optice de a genera o undă de ieșire, care este conjugată cu o anumită undă de intrare, a stimulat o mare activitate, dar semnificația sa finală pentru laserele de mare putere trebuie să fie stabilită.

Prezentul volum reprezintă lucrările unui seminar sponsorizat de SPIE despre distorsiunile frontului de undă în optică de putere, care a avut loc la Town and Country Hotel San Diego, California, în perioada 27-28 august 1981. Au fost prezentate treizeci de lucrări, dintre care 24 sunt publicate integral în aceste lucrări. Scopul seminarului a fost de a oferi recenzii de ultimă generație ale unor aspecte importante ale problemei distorsiunii frontului de undă la laserele de mare putere/energie mare și de a examina cât de adaptativ optica poate oferi soluții în timp real pentru situații foarte complexe asociate cu punctarea și urmărirea fasciculului laser. Problemele legate de propagarea atmosferei nu au fost abordate la seminar. Deoarece acest domeniu a crescut enorm în ultimul deceniu, s-a simțit că nu poate fi gestionat corespunzător în contextul unei întâlniri de două zile. Primul grup de lucrări (Sesiunea 1) include o gamă largă de subiecte care ar trebui să fie de interes pentru toți participanții la seminar implicați în sisteme laser cu putere maximă sau cu putere medie mare. Al doilea grup (Sesiunile 2 și 3) abordează problemele legate de preocupare specifică în proiectarea sistemelor reale. Aberațiile care apar în trenul optic și în rezonatorul laser sunt acoperite în Sesiunea 2 și, respectiv, în Sesiunea 3. Lucrările din Sesiunea 4 sunt dedicate în întregime descrierii unora dintre cele mai recente evoluții în optică adaptivă și, în special, subiectului în creștere rapidă a conjugării fazelor neliniare.

Această concatenare a 24 de lucrări ilustrează starea actuală a mai multor domenii importante legate de tehnologia laser de mare putere. În acest sens, poate servi unui scop util și ar trebui să ofere o oarecare recunoaștere tuturor celor care au contribuit la acest domeniu. În concluzie, doresc să exprim cele mai sincere mulțumiri tuturor participanților. autorii și președinții pentru ca acest seminar să fie un succes.

Claude A. Klein

Compania Raytheon, Divizia de Cercetare

WA DISTORSĂRI VERRONTE ÎN OPTICA DE PUTERE

Volumul 293

SESIUNEA 1

TEORIE, SISTEME ȘI FLUXURI

Președintele de sesiune Claude A. Klein Raytheon Company

Aberații de fază și calitatea fasciculului de ieșire laser

CJ Knight, GW Sutton, R. Berggren

Avco Everett Research Laboratory, Inc.

Everett, Massachusetts 02149

Abstract

Această lucrare prezintă un studiu teoretic care leagă o măsură generală a calității fasciculului laser cu amplitudinea și dimensiunea scării aberațiilor de fază la deschiderea de ieșire. Calitatea fasciculului de ieșire laser a fost adesea declarată în termeni de raportul Strehl, S, care este raportul dintre intensitatea liniei centrale de câmp îndepărtat cu aberație arbitrară de fază la deschiderea de ieșire și intensitatea liniei centrale cu fază și amplitudine uniforme la deschiderea de ieșire. Acest lucru se bazează pe credința că diametrul spotului focal cu aberații ar trebui să fie de aproximativ 1//S ori mai mare decât dimensiunea spotului pentru un fascicul limitat de difracție. Acest lucru nu trebuie să fie cazul, în special pentru un fascicul care este limitat de mai multe ori prin difracție. O definiție mai semnificativă se bazează pe unghiul de divergență al fasciculului în care este conținută o anumită fracțiune din fluxul total de putere (de exemplu, 83%). Sunt examinate aberațiile care apar din perturbări ordonate, precum și perturbări aleatorii (de exemplu, turbulențe) cu laserul, folosind atât optica Fraunhofer, cât și geometrie ale căror rezultate sunt comparate între ele. Când câmpul îndepărtat este calculat pentru aberații de ordin inferior, înclinarea și refocalizarea sunt încorporate, pentru două strategii: maximizarea raportului Strehl sau maximizarea puterii încercuite. Pentru aberațiile mari, prima necesită o corecție diferită decât minimizarea aberației de fază rms. Acesta din urmă mărește puterea încercuită cu 50% în comparație cu prima pentru aberațiile de ordine inferioară. Rezultatele indică faptul că, pentru o distribuție de fază foarte aberată la deschiderea de ieșire, unghiul de divergență al fasciculului poate fi încă suficient de mic pentru a fi util, în special pentru lungimi de undă mici ale laserului.

I. Introducere

Pentru multe aplicații ale opticii sau laserelor, este de dorit un cerc de estompare care poate fi de multe ori mai mare decât cel produs de un fascicul limitat de difracție. Acest lucru, la rândul său, reduce foarte mult omogenitatea optică necesară a elementelor optice. Scopul acestei lucrări este de a lega parametrii de distorsiune de fază ai opticii cu distribuția de energie în câmp îndepărtat rezultată, ca ghid pentru cerințele de performanță a aberației ale opticii sau ale mediului. În Secțiunea II, efectul aberațiilor de fază asupra câmpului îndepărtat este evaluat utilizând optica undelor, folosind aproximarea Fraunhofer atât pentru perturbații ordonate cât și aleatorii. În Secțiunea III efectele aberației de fază ordonate sunt evaluate folosind geometrie sau aproximarea razelor și rezultatele sunt comparate cu cele obținute în Secțiunea II. Secțiunea IV conține o discuție a rezultatelor și sugestii pentru investigații ulterioare.

II. Teoria optică a undelor (Fraunhofer) pentru aberațiile de fază

A. Tulburări ordonate

1. Înclinați și focalizați_removai. Luăm în considerare mai întâi cazul unei deschideri de fante de lăţime D. deşi procedura de conturat are o valabilitate mai generală. Se va presupune, de asemenea, o distribuție constantă a intensității în deschiderea de ieșire. Distribuția amplitudinii în planul focal este apoi proporțională cu următoarele Fraunhofer integrai:

i \   1 fi ïπαξ iϕ (ζ),, ,

и (α) = -ÿ J ese ψ 'άζ   (1)

z -1

unde ξ=2χ/ϋ este o coordonată normalizată a deschiderii, α=θΌ/λ este un unghi de înclinare normalizat față de axa optică medie (8=0), λ/D este unghiul de difracție și φ este aberația de fază la ieșire deschidere. Pentru un fascicul limitat de difracție, u=l când a=0. Fluxul total de energie în planul focal este dat de integrală

/-πθ/2λ   Γ* 1 Γ1 Í r°°

/   , ,, ,//11/ ΐπα (ζ-η) -, f ïφ(ζ) - iϕ (t) -, r

/   u (a) u* (a) da ~{ д' / e1 da) e ψ be ψ άζάη(2)

-πϋ/2λ   _1(_oo)

unde asteriscul denotă conjugarea complexă iar limitele integrării sunt modificate deoarece D>>À. Întrucât termenul între paranteze se comportă ca o funcție delta, δ(ξ-η)/2, rezultatul este egal cu unitatea pentru orice reai φ. Aceasta exprimă pur și simplu conservarea energiei cu normalizarea implicată în (1).

Înclinarea și focalizarea trebuie îndepărtate de la φ înainte de aplicare (1). Îndepărtarea înclinării înseamnă, practic, alegerea axei optice. Nu acest lucru va fi făcut astfel încât intensitatea maximă

în lobul principal este localizate la θ = 0. Îndepărtarea focalizării este ceva mai subtilă și este cerută de faptul că Eq. (1) implică implicit coordonate focalizate. Orice termen de focalizare ar invalida aproximarea Fraunhofer. După Borne și Wolfe,^ eliminarea focalizării se va baza pe maximizarea raportului Strehl în această secțiune. Aceste cerințe, în general, nu conduc la o determinare cu cel puțin pătrate a termenilor de înclinare și focalizare, așa cum se va vedea.

Să presupunem că aberația de fază í(ξ) la deschiderea de ieșire este stabilită printr-o procedură (de exemplu, reducerea interierogramelor). Atunci aberația de fază corectată de înclinare sau focalizare este:

j)=f (ξ) - (BP1(ζ) + CP2 (Γ)]   (3)

unde Pρ=ξ și P2= (3ζ2-1)/2 sunt polinoame Legendre și B și C sunt constante reale de determinat. Intensitatea normalizată I(a)=u(a)u*(a) ar trebui să aibă valoarea sa maximă la a=0 conform criteriilor discutate mai sus. Asta duce la:

(4)

Valoarea lui 1(0) ar trebui să fie, de asemenea, staționară local în raport cu B și C, deci setați prima variație δI(0)=0. Coeficientul lui δB este zero datorită ecuației. (4) iar coeficientul <5C implică:

(5)

Aceste două ecuații reale neliniare sunt termenii generali cu criteriile adoptate în această secțiune.

cerințe care determină înclinarea și focalizarea

Este de așteptat ca aceste cerințe să se reducă la o determinare cu cel puțin pătrate atunci când aberația de fază este mică. Că acest lucru este adevărat, urmează prin extinderea exponențialelor pentru argumente mici și prin utilizarea ortogonalității polinoamelor Legendre pentru a găsi că:

(6)

Φ2άζ.

Acești coeficienți minimizează integrai

De asemenea, este ușor să arăți că

următoarele rezultate satisfac Ecs. (4) și (5): B=C=0 pentru f=A, B=A și C=0 pentru í=AP^(ξ) și

E=0 și C=A pentru í=AP2(ξ) unde A este o constantă reală. Astfel, procedura de îndepărtare a înclinării și a focalizării se reduce la rezultatul așteptat pentru aceste cazuri limitative.

Z^altă caracteristică generală a soluției corecte este ușor de demonstrat. este o funcție impară și ghiciți că C=0 în acest caz. Urmează apoi că:

Să presupunem că f

1

-1

1

Φ dr

-1

•1

P e

ie

íφάξ

P^sin (Φ)d5

(7)

-1

ρ2θ1Φάξ

P2cos(Φ)άζ

Ecuația (5) este satisfăcută automat, arătând că C—0 este într-adevăr o soluție. O procedură similară arată că B=0 este o soluție dacă f este o funcție pară. Atâta timp cât f este o funcție pară sau impară a lui ζ, trebuie rezolvată o singură ecuație neliniară. Avantajul acestui lucru este luat în exemple.

2. Evaluări asimptotice. O abatere foarte semnificativă de la determinarea uzuală a corecțiilor de înclinare și focalizare are loc atunci când norma lui f este mare. Ca prim exemplu, luați în considerare o aberație impară í=Aρ3(ξ) unde ρ3=(5ξ -3E)/2 și A este un mare

numar real. Polinoamele Legendre sunt alese pentru că joacă în esență același rol pentru o deschidere cu fantă ca și polinoamele Zernike pentru o deschidere circulară. În special, determinarea celor mai mici pătrate dă B=C=0. Determinarea lui B și C a conturat o parte care va fi explorată aici. Deoarece este implicată o funcție impară, C=0 și este necesar doar să se evalueze: η

ρ3(ξ) - g Pχíó́I

1

P3<ξ) - I P1(ξ)

G = ì / exp { -IA o 2 / . J

G = y / ξ exp)iA

1 ζ·/-ι

asimptotic pentru A-»"1·'. Punctele fazei staţionare sunt situate la:

și

p3 - θ pi ■ yr('-^)2 - 5ζ3 pentru

(9)

pз ■ I pi ~ ¥■   -5ζ3 pentru

Aplicarea simplă a metodei fazei staționare dă apoi următoarele rezultate:

/ π   33

Du-te ~ /iУaK tc°s(5AK) + sin(5AK°)J

(10)

3

[cos (5AK)

G

3

păcat(5AK)]

Partea imaginară a produsului acestor funcții trebuie să fie zero. Posibilitatea

Go=0 poate fi ignorat deoarece aceasta ar implica intensitatea liniei centrale zero. Astfel, cel

<   ·.3 тг

soluția de interes implică 5AK = ^- + kir pentru k=0,l,...... Există infinit de multe

soluții pentru B/A, dar numai cazul k=0 va implica cea mai mare valoare a intensității liniei centrale, deoarece acea cantitate este invers proporțională cu K. Astfel,

o 3 я , 15 , π .2/3   1/3

B ~   2 A + 22 0 A ca A->'

(11)

și raportul Strehl

sau linia centrală normalizată

intensitate cu aceasta

alegerea optimă pentru B este:

I(0)=GG *

8 ' π '2//3

3 W ca A"“

Rețineți că punctele fazei staționare £ - + (π/20A), astfel încât contribuția dominantă la intégrais apare aproape, dar nu imediat la, ζ=0 pentru A mare. Nu este surprinzător atunci că B este ales la aproximativ anulați termenul liniar din P^.

4 2

Acum luați în considerare aberația f=AP4(^) = A(35ξ - 30ξ+ 3)/8 ca reprezentativă chiar

funcţie. În cazul B=0 și este necesar doar să se evalueze:

1

-1

exp -iA

c

P4(Γ) - până la P2(ζ)

¿И

(13)

Punctele de

faza stationara

G2

in acest

¿ -1

caz

P2 (Ç)exp

IA

P4(Ç)- & P2<ξ)

sunt situate la:

άξ

G

1

ζ = o, ζ = +   /— +

'   ' ζ - / 765A

și toate cele trei puncte sunt la fel de importante - făcând metoda fazei staționare puțin plictisitoare. Este suficient să rețineți că:

Γ   2

rj ir r ·, δττ/Σ35 _ ,3 . 60 .

t^m(GoG2) ~ 35A COS ~8~ A(7 + 35A)

A->œ

(15)

Argumentul cosinusului trebuie să fie egal cu (k+y) π pentru k=0,l..și din nou intensitatea maximă a liniei centrale corespunde cu k=0. Prin urmare,

C ~ A + |· /35τгA ca A->°° (16)

Aise, contribuția dominantă apare lângă ξ=0 și C este ales pentru a anula aproximativ termenul guadratic în Pд. Intensitatea normalizată a liniei centrale pentru această alegere optimă a lui C este:

I(0) = GOGO* ~   +> / 3?Â ca A"°°(17)

3.   Rezultate numerice și discuții. În cazul lui í=AP^(ξ) este implicată o funcție impară și deci C=0. Coeficientul de corecție a înclinării, B, se obține prin rezolvarea ecuației. (4) numeric. Rezultatele sunt reprezentate grafic în Fig. 1 în raport cu valoarea rms f, care este legată de A prin faptul că:

1

2   1

= 2ñ+r pentru Π'0·1····   <18>

Valoarea lui B cu o determinare rms ar fi zero. De asemenea, este prezentată pentru comparație formula asimptotică dată în Ec. (11). Deși derivat din ipoteza că A este foarte mare, se vede că oferă o estimare rezonabilă pentru valorile moderate ale lui A. Rezultă o comparație similară pentru í=AP^(ξ).

Raportul Strehl pentru aceste două exemple, așa cum este obținut numeric, este prezentat în Fig. 2 și 3 pentru două determinări ale lui B și C. Curbele celor mai mici pătrate (B=C=0 aici) implică un raport Strehl foarte mic pentru o aberație de fază rms de aproximativ 2

radiani și este de așteptat să apară periodic pentru valori mai mari ale A. Există o explicație simplă în cazul unei aberații ciudate: axa optică se deplasează de la vârful central cu creșterea A în văi între ordinele laterale succesive. Determinarea rms este în mod clar adecvată numai pentru valori mai mici ale lui A dacă criteriul este maximizarea raportului Strehl; să spunem r <0,8 radiani. În special, este adecvat dacă scopul este un fascicul aproape limitat de difracție. Procedura prezentată în secțiunea 1 este necesară atunci când fasciculul laser trebuie să fie limitat de difracție de mai multe ori și principala preocupare este luminozitatea centrală. De asemenea, sunt prezentate în Fig. 2 și 3 pentru comparație relațiile asimptotice derivate în secțiunea IA2.

Calitatea fasciculului de ieșire laser a fost adesea menționată în termeni de raportul Strehl, care este în general definit ca raportul dintre intensitatea liniei centrale a câmpului îndepărtat cu aberație arbitrară de fază la deschiderea de ieșire și intensitatea liniei centrale cu fază și amplitudine uniforme la deschiderea de ieșire. . Acest lucru se bazează pe credința că dimensiunea spotului focal cu aberații ar trebui să fie aproximativ egală cu dimensiunea punctului limitat de difracție împărțită la raportul Strehl. Acest lucru nu trebuie să fie cazul, în special pentru fasciculele de ieșire de calitate optică moderată de tipul care poate fi de interes pentru laserele cu lungime de undă vizibilă.

O definiție mai utilitară a calității fasciculului este unghiul de divergență în care este conținută o anumită fracțiune din fluxul total de putere. De exemplu, un fascicul cu fantă limitată de difracție conține 90,28% din fluxul total de putere în -X/D<6<X/D. Pentru a explora această problemă, distribuția intensității normalizate, I(a)=u(a)u* (a), a fost stabilită prin integrarea ecuației. (1) numeric pentru cele două exemple de aberații considerate până acum. Termenii de înclinare și focalizare au fost îndepărtați în conformitate cu discuția din Secțiunea IAl. Rezultatele au fost apoi integrate peste -0D/X<a<0D/X pentru a obține curbele prezentate în Fig. 4 și 5. Recali din Ec. (2) că puterea totală pentru 0D/X^-°° este egală cu unitatea, variabilele normalizate fiind folosite aici.

Primul lucru de remarcat este că raportul Strehl nu este, în general, pur și simplu legat de unghiul de divergență al fasciculului în care, să zicem, 90,28% din fluxul de putere total este conținut chiar și pentru aberații mici de fază. Acest lucru este ilustrat de tabelul de mai jos, care se aplică unei deschideri cu fantă infinită cu í=AP3(ξ).

f   ~ rad. rms00.10.20.40.60.81.0
XDL(0.903) 11.2391.4051.734·2.5792.9934.015
1/1(0)   11.0101.0411.1761.4451.9272.723

Aici XDL este valoarea lui 0D/X în care este conținută fracția specificată din puterea totală și 1(0) este raportul Strehl.

De asemenea, este evident că XDL(0.903) implică o definiție strictă a calității fasciculului. Într-un fel, este cealaltă extremă a definirii calității fasciculului în termeni de raport Strehl. De

permițând ca puterea suplimentară să fie în afara dimensiunii spotului de interes, se obține o definiție mai gestionabilă a unghiului de divergență a fasciculului. Valorile lui rs corespunzătoare lui XDL=10 sunt tabulate mai jos pentru í=A?η(ξ) în funcție de (puterea fracțională închisă).

putere închisă		90%	80%	70%
f pentru n=3	rms	2.31	2.84	3.64
f pentru n=4	rms	1.37	1.74	2.77

Rețineți că aberațiile de ordin superior trebuie să aibă, în general, toleranțe mai strânse.

Un criteriu alternativ pentru termenii optimi de înclinare și focalizare, cum ar fi extremizarea puterii încercuite / i(a)da în raport cu B și C, ar putea ușura toleranțele, așa cum se arată -XDL

în Secțiunea III.

B. Tulburări aleatorii

Efectul aberațiilor aleatorii de fază într-o cavitate sau un front de undă au fost tratați anterior pentru o deschidere circulară folosind funcții de transfer de modulație (MTF), dar rezultatele au fost obținute numai pentru valori de α=θϋ/λ până la 2,6. Aceste rezultate sunt acum extinse la 10. Pentru o deschidere circulară intensitatea este dată de:

1

I(θ) = 8/τη(ξ) τT(ζ) Jo (2πθθξ/λ) ζάξ (19)

o

unde funcția de deschidere este dată de:

τ0(ξ) = (2/τr) [cos T(Ç) - ξ(1-ξ2)1/2]

și turbulența medie MTF prin:

τT(ξ) = exp {-f^H - f C(ÇD,p)d(ρ/Λ)]}

o

unde C este funcția de corelație a turbulenței pe calea fasciculului, spectrul Von Kármán devine:3

care pentru a

(20)

(21)

C (ρ/Λ)

22/3

pu2 Λ'

1/3

Ki

(22)

și Λ este dimensiunea scării integrale a turbulenței cavității, care este legată de Λ, dimensiunea scării integrate în verse a fluctuațiilor de fază la deschiderea de ieșire, prin:

ea trans-

Λ Λ.

Φ

p co p

2π (/ kE3dk)

f œ

JE^dk

o

(23)

unde E3 este spectrul tridimensional al funcției de corelare a ecuației. (21). Pentru un spectru Von Kafmàn, Λ/Λψ = 0,53. Profilurile de intensitate sunt prezentate în Fig. 6, 7 și 8, și distribuțiile de energie încercuite pentru o deschidere circulară din Fig. 9, 10 și 11, în funcție de frms și D/Λ. Se poate observa că intensitatea centrală este suma punctului de difracție inițial scăzut cu exp(-frms2) și o clătită fiat a energiei împrăștiate care este distribuită într-un unghi, calculat astfel: -pentru valori mari ale frms, al doilea exponențial în Eq. (20) ajunge rapid la zero pentru ξ mic. „Dacă 9C/9Ç ajunge la zero pe măsură ce Ç ajunge la zero, C(ÇD,p) poate fi extins după cum urmează:-*·

2   2 2 1/2r2D2^

C(p +ζ D) = Cip +x C(p,0)

\ 2p /

(24)

3

4

Λ

Funcția de corelație poate fi exprimată în termenii spectrului tridimensional ca:

CV)

E3 (k)sin (kr)kdk/r

(25)

frr care al doilea termen al integralei

în Ec.

(21)

devine:

ac

Эр

1 r dp

2 ¿ P

cu rezultatul că deviația standard a intensității fasciculului pe axă dată de:

'xV1

°ɵ

Energia fracționată este atunci:

2

(p,0) = f κ E3 (k)dk o

distributie

devine gaussian cu un unghiular

„ 3 ΄I1/2

J κ E (k)dk

o _

f/2 rms

(26)

1 - exp(-θ2/2и02

(28)

Rețineți că valorile mari ale frms pot fi tolerate pentru valorile mari ale Λ/D, numai valorile mici ale fr, să zicem 0,5 pot fi permise împrăștierea cu unghi larg. Această relație este prezentată în Fig. 12.

de Λ/D, dar pentru foarte mici din cauza rezultatului

III. Teoria optică a geometriei

În continuare comparăm distribuția energiei din optica undelor cu cea calculată din optica cu raze sau geometrie. Poziția imaginii depinde de panta frontului de undă, dx/dy unde x este distorsiunea frontului de undă și y este distanța în planul deschiderii (slit). Deoarece x = λφ/2π,

dx _ λ dtj) dg _ λ , , ,r. dy 2πχ <5' dy ttD

(29)

Produsul pantei și intervalului dă distanța în planul focal care conține fracțiunea puterii de deschidere É=ζ. Pantele φ' sunt date pentru și Pд după cum urmează:

ϕ3' = I (15 ξ2 - 3) - B (30)

ϕ4' = I (140 ξ3 - 60ξ) - 30ξ (31)

astfel încât relația dintre a = (dx/dy)D/λ, puterea închisă și puterea de aberație A este dată de:

(15 E2 - 3) - (32)

3 2ττπ

,, = A- (140 E3 - 60E) -(33)

4 8nπ

Pentru optica geometriei, raportul Strehl este maximizat atunci când panta la ξ=0 este setată egală cu zero, sau B=3/2 și C=-5/2. Aceasta dă o limită inferioară a puterii încercuite în funcție de a. Se obține o aproximare considerabil mai bună pentru B și C? B și C obținute prin metoda fazei staționare, pentru care valorile asimptotice numai pentru A foarte mare. Apoi, din Ecs. (11) și

prin utilizarea valorilor valorilor de mai sus sunt (16) ,

(34)

(35)

acum mai mare pentru finit

Este imediat evident că energia încercuită calculată E este valorile lui A cu includerea ultimului termen care a fost obținut din metoda fazei staționare. Rezultatele sunt prezentate pentru aberațiile P3 și P4 din Figș. 4 și 5 ca linii întrerupte. Pentru o deschidere circulară, puterea încercuită este ξ2, care este afișată în partea dreaptă a figurilor. Acordul este în general, bun; dar pentru valori mari ale lui α valorile lui E calculate din Eq. (35) sunt mai mici decât cele prezise din calculul valurilor cu aproximativ 10%. Forma asimptotică a ecuațiilor. (34) și (35) sunt:

P

e(p4)

E(P3)

(36)

2πα4

TÕ5~tj rms

1/3

(37)

care arată că parametrul de scalare este a/f; adică cu cât unghiul învăluit este mai mare, cu atât aberaţia admisibilă este mai mare, pentru E fix. Totuşi, dependenţa de ordinul n a aberaţiei este (nl)~l. Acest lucru este ilustrat pentru o aberație de ordin superior în Fig. 13, în acest caz polinomul Zernicke de ordinul al optulea pentru aberații circulare, prezentat în Fig. 13. Din nou, energia calculată folosind optica geometrică este mai mică decât cea prezisă de optica undelor.

O strategie alternativă pentru fazele aberate este să setați B sau C astfel încât energia din

unghiul de câmp îndepărtat specificat «D/λ este maximizat. panta -φ' (^Çjnax) egală cu panta maximă care realizează această egalitate. Valoarea corespunzătoare încercuită a lui B sau C.

Pentru optica geometrică, se stabilește minimul φ' (ξ) și se rezolvă pentru valoarea lui B sau C ψ hnax

energia este apoi calculată folosind

Pentru f = P^ și puterea maximă încercuită

B

A

15 >2

4 max

3

2

de la care

Φ' = T' A ζ2

max 4 max

Deoarece a = ϕ' /π și A = /7 f , aceasta duce la : max rms

(38)

(39)

(40)

Comparația Eq. (40) cu (36) arată că această strategie crește energia încercuită cu /2. Pentru f = Pд, o procedură similară conduce la următoarea ecuație pentru C:

2 x3/2 + 3 ξ X - ξ3 =0 max max

Unde

(24C/A +60)/420

(42)

O aproximare excelentă (eroare <1%)

la Eq.

3/2

X

(41) este:

3 3

= ξ /8 = E /8 max

(43)

Apoi

Φ '

,/o 35,3f x3/2

35Ax3/2 = --------------

O

În cele din urmă, α = φ'/π astfel încât

E

(45)

rms/

care este cu 59% mai mare decât

acea

obținut

prin maximizarea raportului Strehl, Eq'. (37) .

Setarea minimă a geometriei ξιηΗχ = 1 în ecuațiile.

estompa

(40)

cercul se realizează prin sau (45) astfel încât:

folosind valori ale lui B sau C obţinute de

3 min estompare

15/7 f

_______rms

4π

105 f

(α.).

4 min estompare

rms

8π

(46)

(47)

Oportunitatea de a optimiza energia încercuită scade odată cu creșterea distorsiunii de fază. Astfel, energia încercuită calculată din optica geometriei va fi întotdeauna mai mică decât cea calculată din integrala Fraunhofer, așa cum se arată în Fig. 13.

Se poate încerca, de asemenea, să calculeze raportul Strehl, deoarece

1 dE 01

I(a) = 2 du ' unde: E=/a uu*da =ξ   (48)

Pentru o eroare de fază polinomială, intensitatea maximă calculată din Ec. (48) este infinit. O strategie diferită este să folosiți expresiile pentru B sau C care maximizează raportul Strehl și să calculați intensitatea pe axă. Folosind ecuațiile. (11) sau (16), intensitatea pe axă este subestimată de un factor de 4 pentru P^ și 1,2 pentru P.. Astfel, valorile lui B sau C obținute din faza staționară nu pot fi utilizate direct pentru a obține raportul Strehl.

IV. Discuţie

De interes imediat este compararea predicțiilor pentru energia încercuită folosind teoria difracției Fraunhofer vs teoria geometriei. Pentru aberațiile de fază ordonate investigate, acordul a fost de 10%, pentru o gamă largă de aberații de fază și unghiuri de încercuire care sunt mai mari decât λ/D, când focalizarea sau înclinarea a fost optimizată pentru Strehl maxim și a asigurat că optimizarea pentru geometria optică a fost pe baza valorilor focalizării sau înclinării obţinute din metoda fazei staţionare pentru cazul Fraunhofer. Dacă nu, acordul era mai rău.

Într-o fracțiune dată a puterii înconjurate, unghiul care conținea acea putere era aproximativ proporțional cu aberația de fază, dar relația dintre ele și puterea încercuită depinde de ordinea aberației. De exemplu, dacă f =2, 60% din putere este în 5À/D pentru aberația de fază P^, dar 70% pentru P^.

Pentru aberația aleatoare de fază, energia înconjurată depinde de mărimea și dimensiunea scării aberației, pentru calculele Fraunhofer. Ar fi interesant să investigăm efectul aberațiilor de fază aleatoare folosind teoria geometriei și, de asemenea, efectul maximizării energiei înconjurate pentru calculul Fraunhofer și să comparăm aceste rezultate cu cele conținute aici. Rezultatele prezente indică faptul că aberațiile de fază destul de mari pot fi tolerate și încă limitează cea mai mare parte a energiei fasciculului într-un număr de dimensiuni de difracție.

Confirmare

Această lucrare a fost susținută parțial de Agenția de Proiecte de Cercetare Avansată a Apărării, Centrul de Sisteme Navale Oceanice, San Diego, California, sub Contractul Nr. N00123-80-C-1135 și Aveo Everett

Research Laboratory, Inc., ca parte a Programului Independent de Cercetare și Dezvoltare al Avco .

Referințe

1. Sutton, George W., „Efectul fluctuațiilor turbulente într-un mediu fluid optic activ”, AIAA Journal, voi. 7, nr. 9, (septembrie, 1969), p. 1737-1743.

2. Born, M. și Wolf, E., Principies of Optics, MacMillan, New York, 1964.

3. Hinze, JO, Turbulence, McGraw-Hill,

4. Sutton, George W., în pregătire.

frms= A//7

Figura 1. Corectarea înclinării a fost recuperată pentru a maximiza raportul Strehl.

rms PHASE, frms= A¿/7

Figura 2. Raportul Strehl pentru í^AP^íξ)

rms PHASE, frms=A/y9

Figura 3. Raportul Strehl pentru í=AP^(ξ)

Figura 6. Dependența intensității de unghi și parametri aleatori.

Figura 4. Putere fracțională închisă

Figura 7. Dependența intensității de unghi și parametri aleatori

Figura 5. Putere fracțională închisă

Figura 8.

Dependența de intensitate de unghi și parametri aleatori

Figura 10. Dependența de putere înconjurată

Figura 12. Relația dintre aberația aleatorie de fază și lungimea corelației transversale pentru un fascicul limitat de difracție de 10X

Figura 13.

Comparația geometrică! și calcule de difracție, polinom de ordinul al optulea, f =1,88; abscisa rms

cântare cu f

rms

SPIE Vol. 293 Distorsiuni de front de undă în optică de putere (1981) / 11

Limitări ale utilizării fazei pătrate medii (rms) pentru a descrie caracteristicile calității fasciculului

Robert D. Quinnell

Centrul de cercetare United Technologies, Laboratorul de optică și tehnologie aplicată P. 0. Drawer 4181, West Palm Beach, Florida 33402

ABSTRACT

O formulă simplă a fost folosită de mult timp, care leagă intensitatea Strehl a unei surse de lumină coerentă cu rădăcina pătrată medie (RMS) a structurii de fază a fasciculului pentru fascicule aproape perfecte:

unde T/Io este vârful pentru raportul intensității câmpului și íθ pătratul mediu al fazei fasciculului. Utilizarea acestei formule a fost generalizată pentru a include descrieri „putere într-o găleată” ale comportamentului câmpului îndepărtat, iar tendința este de a folosi descrierea simplă pentru distorsiuni de fază și mai mari. Odată cu apariția modelelor computerizate, redistribuirea intensității câmpului îndepărtat datorată unei structuri specifice fazei de câmp apropiat este ușor de calculată. A fost făcut un studiu pentru a lega structura de fază RMS la diferitele standarde ale câmpului îndepărtat: intensitatea de vârf (Strehl), puterea în diferite „găleți” și dimensiunea radială pentru a capta un procent fix din putere. A fost formulată o descriere a intensității Strehl în funcție de faza RMS, care este puțin mai complexă și semnificativ mai precisă decât exponențialul simplu utilizat în prezent.

Introducere

Investigatorii performanței sistemelor cu laser de înaltă energie (HEL) utilizează o gamă largă de instrumente analitice. Sunt utilizate modele fizice detaliate ale cineticii mediilor de câștig, modele de spațiu liber și de propagare atmosferică și simulări ale opririlor și aberațiilor introduse de un tren optic. Deoarece aceste modele necesită de obicei un sistem informatic mare și, adesea, fonduri considerabile, se pune accent pe utilizarea formulelor simplificate cel puțin pentru dimensionarea inițială a problemei. Scopul acestei lucrări este de a discuta despre utilizarea unuia dintre aceste modele simple și de a oferi o alternativă.

Borne și Wolf^ derivă o relație simplă între intensitatea liniei centrale la planul focal, I, și valoarea pătratică medie a aberațiilor frontului de undă (Δφ)¿:

Unde

, >222

$(\Delta \varphi) = \varphi - (\varphi)$

(2)

Aproximația este valabilă în regiunea în care termenii de ordinul trei și superior în expansiunea lui ei (2κ/A)Фтay sunt neglijați. Această formulă simplă și-a găsit utilizare în modelele de însumare a performanței sistemului laser, definiția de performanță pentru contributorii de aberații care nu sunt modelate precis și în unele definiții ale termenului „calitatea fasciculului”. Utilizarea din ce în ce mai mare a acestei aproximări a determinat o investigație asupra limitărilor sale de precizie.

Metodă

Pentru a oferi baza pentru definirea acurateței, a fost generat un mic program de calculator pentru a calcula distribuția puterii câmpului îndepărtat a unei deschideri circulare iluminate uniform, cu valori aleatorii ale fazei pe sub-apertura discrete. Planul de deschidere este descris ca o matrice bidimensională de elemente pătrate, fiecare dintre ele poate avea o valoare de fază distinctă. Puterea atribuită fiecărui element este fie zero, fie o unitate, în funcție de locația punctului central al elementului în raport cu deschiderea circulară. În limita unui număr infinit de elemente, descrierea marginii deschiderii este precisă. În scopuri practice, a fost utilizată o serie de 41 de elemente de-a lungul drametrului de deschidere. Această dimensiune a matricei a fost demonstrată pentru a calcula modelul de difracție Fraunhofer al deschiderii circulare cu fază constantă, iluminată uniform până la un procent (integrat radial

putere) a soluţiei în formă închisă. Intensitatea într-un punct, I(P), în câmpul îndepărtat este calculată de model folosind o extensie simplă a principiului lui Babinet. Fiecare element pătrat contribuie la binecunoscuta amplitudine a funcției sinusoidale la câmpul îndepărtat. Suma tuturor contributorilor la un singur punct definește valoarea complexă a amplitudinii în acel punct. Modelul computerizat efectuează această sumă pentru multe puncte de câmp îndepărtat și le integrează în coordonate polare.

Rezultate

Figura 1 prezintă grafic intensitatea câmpului îndepărtat de vârf (linia centrală) față de faza pătratică medie (RMS) în radiani calculată folosind aproximarea ecuației (1). De asemenea, este prezentată aceeași relație generată de modelul computerizat. Efectul fazei aleatorii de până la aproximativ 0,5 radiani (λ/12) RMS este exprimat destul de precis prin formula simplă. Dincolo de acest punct, precizia degenerează rapid. După cum se arată în Figura 2, aproximarea este cu 11% prea mare la 1 radian RMS și de peste două ori valoarea corectă la 1,5 radiani RMS. La aceste niveluri de aberații trebuie utilizată o nouă metodă de aproximare.

Figura 1. Comparație a intensității câmpului îndepărtat calculată a liniei centrale cu ecuația (1).

expresie

2 sinz(T)

(4)

Curba de bază generată de computer a variației intensității de vârf cu faza RMS a fost potrivită utilizând o tehnică iterativă care utilizează funcții trigonometrice. Figura 3 suprapune curba de bază cu

1 + cos(T)

IV -------------

Unde

T = 1,75 Φ

1 - ■L' 13 *RMS

Această aproximare este destul de precisă în intervalul de la zero la 1,0 radiani și este cu mai puțin de 8% prea mare la 1,5 radiani, așa cum se arată în Figura 4. Deși nu este la fel de simplă ca Ecuația (1), Ecuația (3) este ușor evaluată cu un calculator de buzunar.

Utilizarea relației dintre intensitatea maximă și eroarea de fază RMS a fost extinsă la unele descrieri ale „calității fasciculului”. Baza unor astfel de descrieri se află în tendința de distribuție a intensității câmpului îndepărtat către Gaussian în profil până aproape de primul inel întunecat. Integrala de putere fracționară la o jumătate de unghi închis de aproximativ λ/D (D este diametrul deschiderii câmpului apropiat) este liniară cu mărimea relativă a intensității de vârf. Acest lucru este ilustrat în Figura 5. Intensitatea teakului și integrala puterii la jumătate de unghiuri de 0,3 λ/D, 1,0 λ/D și 4,0 λ/D par toate să aibă aceeași formă. Figura 6 suprapune baza

Figura 2. Fracția de eroare folosind ecuația (1) pentru a aproxima intensitatea liniei centrale a câmpului îndepărtat

Figura 3. Comparație a intensității câmpului îndepărtat calculată a liniei centrale cu ecuația (3).

EROARE FRACȚIE ~ PROCENT

90

Figura 4 Fracția de eroare folosind ecuația (3) pentru a aproxima intensitatea liniei centrale a câmpului îndepărtat

Figura 5. Intensitatea liniei centrale și fracțiile de putere integrate față de faza RMS pentru o deschidere circulară neascunsă.

1.0

0,8 -

---- INTENSITATEA CENTRALEI

----PUTERE INTEGRALĂ LA 0,3 λ/D ■ -- PUTERE INTEGRALĂ LA 1,0 λ/D

----PUTERE INTEGRALĂ LA 4,0 λ/D

0,6 -

0,4

0,2 -

I ■ II t ■ I > 1 ■ ■ III ■ '>1 * *11 1 À д

1.0

1.5

FAZĂ RMS ÎN RADIANI

Figura 6. Comparație a variației de integrare a puterii normalizate cu variația intensității fazei RMS cu linia centrală.

curba cu curbe integrale de putere normalizate. Din această figură reiese că ecuația (3) poate fi utilizată pentru a estima fracțiile de putere la jumătate de unghiuri de mai multe λ/D cu un anumit grad de precizie. Fracțiile de eroare exacte sunt prezentate în Figura 7.

Ca o extensie a utilității relației de intensitate maximă a fazei RMS, examinăm fasciculul circular cu o obturare centrală. Zona de obturare a fost considerată ca fiind de 50 la sută din zona cu deschidere completă pentru a afecta semnificativ structura intensității câmpului îndepărtat. Figura 8 prezintă intensitatea de vârf calculată, Ecuația (1) și Ecuația (3), fiecare normalizată la valorile lor la perturbația de fază zero. Calculele pentru cazurile ascunse nu au fost la fel de extinse ca pentru cele neobturate, astfel că cifra tinde doar la faza RMS de 1 radian. Ca și în cazul neascuns, ecuația (3) descrie mai îndeaproape relația calculată dintre faza RMS și intensitatea liniei centrale decât ecuația mai simplă (1). Figura 9 arată că eroarea ecuației (3) este mai mică de jumătate din cea a formulei mai simple în intervalul de calcule efectuate.

Descrierea reducerii intensității liniei centrale cu faza RMS poate fi aplicată din nou la integrarea puterii până la jumătate de unghi de 4 λ/D. Figura 10 arată intensitatea liniei centrale și puterea integrată la 0,3, 1,0 și 4,0 λ/D, fiecare normalizat la valoarea lor la distorsiunea de fază zero. Figura 11 prezintă grafic fracția de eroare a curbelor normalizate în comparație cu curba de intensitate a liniei centrale.

rezumat

A fost concepută o expresie simplă care implică funcții de trigonometrie care prezice cu acuratețe variația intensității liniei centrale a câmpului îndepărtat cu RMS a unei distribuții aleatorii de fază în câmp apropiat. Expresia poate fi utilizată în intervalul 0 - RMS -1,5 radiani. Relația dintre intensitatea liniei centrale și fracția de putere integrată la diferite semiunghiuri a fost demonstrată și pentru deschiderile circulare ascunse, precum și neobturate. Rezultatele sugerează că pot fi făcute estimări rezonabile de precise pentru aproape orice definiție a calității fasciculului ca o funcție a fazei RMS prin utilizarea adecvată a ecuației (3) și a soluției în formă închisă pentru structura câmpului îndepărtat a unei deschideri circulare ascunse.

Referințe

1. „Principie of Optics”, Max Born și Emil Wolf, Fifth édition (1975), Pergamon Press, paginile 463 și 464.

100

PUTERE ÎN 0,3 λ/D PUTERE ÎN 1,0 λ/D
80 PUTERE ÎN 4,0 λ/D

EROARE FRACȚIE ~ PROCENT

FAZĂ RMS ÎN RADIANI

Figura 7. Fracția de eroare pentru diferite integrări de putere normalizate în comparație cu intensitatea liniei centrale.

Figura 8. Relația dintre faza RMS și intensitatea liniei centrale pentru obturare de 50%.

100

------ ECUAȚIA (3)

------ECUATIE (1)

80

60

40

20

°oL

0,5   1,0

FAZĂ RMS ÎN RADIANI

1.5

Figura 9. Fracția de eroare în intensitatea liniei centrale pentru obturare de 50%.

Figura 10. Intensitatea liniei centrale și variația fracției de putere normalizate cu faza RMS pentru o deschidere ascunsă de 50%.

100

EROARE FRACȚIE ~ PROCENT

60 -

-----------POWER-THIN 0.3λ/D -----------POWERWITHIN1.0 λ/D " -----------POWERWITHIN4.0λ /D

Figura 11. Fracția de eroare între intensitatea liniei centrale și fracțiile de putere normalizate pentru o deschidere ascunsă de 50%.

Aberații în sistemele laser de mare putere

Charles B. Hogge

Biroul de management al tehnologiei aplicate, Laboratorul de arme al forțelor aeriene Baza forțelor aeriene Kirtland, New Mexico 87117

fundal

Funcția unui sistem laser de mare putere este de natură simplă: generați radiații coerente, transportați-o și direcționați-o printr-un sistem optic și, în cele din urmă, furnizați-o către un receptor unde funcția sa, fie că este fuziune, fie că este sudare sau orice altceva, este îndeplinită. . În timp ce natura specifică a elementelor fiecărui sistem poate fi diferită, în funcție de cerințele precum nivelurile de putere și lungimile de undă, este aproape întotdeauna adevărat că, dacă natura coerentă a radiației laser va fi folosită la maximum, foarte

Toleranțe optice atente trebuie să fie aplicate la fiecare pas al proiectării și exploatării sistemului laser.

Sistemele cu laser de înaltă energie (HEL) sunt susceptibile la multe surse suplimentare de aberație optică, pe care majoritatea sistemelor laser cu putere mai mică nu sunt (Figura 1). Problema poate începe în generatorul de câștig însuși, unde gazele care curg și care reacţionează dau naştere la posibile fluctuaţii ale densităţii turbulente, perturbări de şocuri și trezi, precum şi numeroase efecte de limită între regiuni cu diferite profile de presiune, indice de refracţie sau viteză (Figura 2). Dispozitivul nu este complet până când optica rezonatorului nu este inclusă, iar aceste componente pot contribui la propriile aberații prin vibrații, aliniere greșită, distorsiuni termice și erori de figurare (Figura 3). În cele din urmă, fasciculul de mare putere trebuie să iasă din dispozitiv. Adesea, presiunea din cavitatea dispozitivului este mult sub o atmosferă și acest gradient de presiune trebuie susținut. La sarcini de mare putere, ferestrele de transmisie sunt o posibilitate, dar nu fără propriile aberații. Ferestrele aerodinamice sunt, de asemenea, o posibilitate. Aberațiile atribuite de dispozitiv pot fi severe. Dar ele sunt doar începutul problemei. Inginerul laser trebuie acum să controleze energia fotonului, să o transporte la pointer/tracker și să o livreze către pianul receptorului. Această sarcină este denumită în general controlul fasciculului.

Calea de la ieșirea dispozitivului la ieșirea telescopului oferă o serie de surse potențiale de aberație. Multe sunt foarte agravate de natura de mare putere a fasciculului. O problemă este oglinzile releu; niciunul nu poate fi total reflectorizant la orice lungime de undă. Energia care este absorbită este transportată, în mare măsură, de fluidele de răcire aflate în apropierea suprafeței oglinzii. Dar distorsiunile termice sunt întotdeauna prezente și se manifestă în numeroase moduri, variind de la distorsiunile de cartografiere a iradierii pe suprafața oglinzii până la îndoirea structurii din spate datorită încălzirii codante și a modelelor de curgere specifice. În timp ce distorsiunile dintr-o singură oglindă pot fi tolerabile, majoritatea sistemelor HEL folosesc multe astfel de oglinzi. Efectele cumulate pot fi semnificative.

Calea optică dintre oglinzile releului sau alte componente optice reprezintă o problemă specifică sistemelor HEL. Cea mai mare parte a radiațiilor este absorbită într-o oarecare măsură de constituenții atmosferici primari sau de urmele. Chiar și aerosolii minusculi (praful) care sunt întotdeauna prezenți în aer vor absorbi (și împrăștia, desigur) radiația laser intensă. Această energie este rapid (în majoritatea cazurilor) termicizată creând o mică, prin creșterea semnificativă a temperaturii în aer. Schimbările de densitate asociate modifică calea optică, creează flux convectiv și în moduri destul de neplăcute conspiră pentru a contribui drastic la distorsiunile de fază nedorite ale fasciculului laser. Întreaga cale optică trebuie condiționată. O abordare curge gaze inerte peste sau de-a lungul fasciculului pentru a elimina gazul încălzit. O alta ar putea fi evacuarea întregii căi optice. Trebuie avut grijă să se evite degradările suplimentare din abordarea condiționării traseului fasciculului în sine și, în special, la interfețele trenurilor optice.

Beam jitter este o aberație majoră care poate apărea în multe feluri într-un sistem HEL. Schemele de aliniere și comenzile de orientare sunt critice pentru orice sistem laser, fie că este de mare putere sau de mică. Mișcarea fasciculului în pianul receptorului poate reduce drastic iradierea medie în timp. Cantitatea de mișcare unghiulară care este tolerabilă este, în cel mai bun caz, o mică parte din divergența limitată de difracție a fasciculului, iar pentru deschideri de dimensiuni modeste (să zicem 50 cm) și aproape de lasere IR (să zicem 3,8 microni), acel unghi este în intervalul microradianului. Din nefericire, există o multitudine de zone de sistem din care poate proveni această vibrație a fasciculului. Dispozitivul va contribui la unele mișcări, toate oglinzile releu din trenul optic vor adăuga încă fluctuații suplimentare, iar trackerul telescopului și subsistemele de stabilizare pot adăuga încă mai mult. Chiar și atmosfera intermediară poate contribui la rătăcirea fasciculului. În timp ce mărirea telescopului (Figura 4) ajută la reducerea efectului fluctuației interne a sistemului în spațiul real de ieșire, cerința de control al fluctuației fasciculului este una dintre cele mai importante, dacă nu cea mai importantă aberație de controlat (Figura 5) .

La părăsirea telescopului, fasciculul laser va întâlni atmosfera intermediară. Pentru sistemele HEL, două surse majore de degradare optică pot fi turbulența și înflorirea termică. În mod clar, aceste surse de distorsiune optică sunt total în afara controlului inginerului de sistem. În cel mai bun caz, înflorirea termică poate fi controlată prin selectarea atentă a lungimii de undă laser pentru a evita absorbția moleculară. Turbulența poate fi redusă la minimum într-o oarecare măsură prin considerații adecvate ale scenariului. În ambele cazuri, sistemele laser cu lungime de undă mai scurtă vor fi cele mai sensibile la aceste tipuri de distorsiuni optice.

Dacă toate acestea sună puțin devastator, luați în considerare că pentru toleranțele necesare unui sistem laser pentru a produce o intensitate pe planul receptorului care are o calitate a fasciculului de N=2,0 (adică un IREL = 1/N2 = .25), vârful la vale, distorsiunile optice pe fascicul nu trebuie să depășească aproximativ un val de distorsiune raportat la lungimea de undă laser. Pentru un laser cu dioxid de carbon care funcționează la 10,6 microni, toleranțele stocastice totale și aleatorii ar trebui să fie menținute la o valoare totală de vârf la vale de aproximativ 10 microni. Pentru un laser cu fluorură de deuteriu, toleranța optică este de aproximativ 4 microni vârf la vârf. Pentru un laser cu lungime de undă vizibilă, toleranțele pot fi reduse la 0,3 până la 0,5 microni. În mod evident, cu cât lungimea de undă a laserului este mai mică, cu atât toleranțele trebuie să fie mai strânse la controlul aberațiilor, dacă se dorește să se realizeze potențialul maxim al acestor sisteme.

Considerarea sistemului

Pentru a controla multitudinea de surse de aberații ale Sistemului, se începe, evident, atacul pe toate fronturile. Dar trebuie să aveți grijă imediat, căci nu toate aberațiile sunt la fel de rele ca altele. De exemplu, dacă calitatea inerentă a fasciculului dispozitivului este NB

= 2, iar distorsiunile oglinzii degradează sistemul optic total cu N^ = 1,1, atunci cheltuirea unor sume mari de timp și bani pentru a proiecta schimburi de căldură mai bune sau pentru a dezvolta o acoperire reflectorizantă mai bună poate să nu fie foarte productiv. Efortul ar fi mai bine cheltuit pentru îmbunătățirea caracteristicilor optice a dispozitivului până când factorul său de calitate a fasciculului se apropie de cel al distorsiunilor oglinzii.

Procesul de identificare a factorilor majori care contribuie la distorsiunea totală a sistemului și apoi reproiectarea și proiectarea îmbunătățirilor sistemului se numește echilibrare a aberațiilor. Există diferite moduri de a măsura acest proces. De exemplu, dacă ND reprezintă o calitate a fasciculului. asociat cu dispozitivul, NM, o calitate a fasciculului asociată cu oglinzile, Nθρ, o calitate a fasciculului asociată cu distorsiunile căii optice și așa mai departe, atunci calitatea totală a fasciculului sistemului poate fi, la primul ordin, exprimată ca NSyS = NdNmNqps Reducerea celor mai mari surse de degradare a calității fasciculului are un efect benefic evident asupra calității generale a sistemului.

O altă abordare folosită frecvent pentru evaluarea și echilibrarea aberațiilor definește un unghi eficient în câmpul îndepărtat asociat cu sursele de degradare. Punctul de difracție poate fi reprezentat prin (θD ~ ρλ/D), unde p este un factor de scară care definește punctul de iradiere (cum ar fi e-1 sau e-2) pe distribuția câmpului îndepărtat, λ este lungimea de undă laser și D este diametrul telescopului cu deschidere de transmisie. Alte efecte, cum ar fi turbulența, jitterul, calitatea fasciculului etc., sunt apoi reprezentate de θTURB» өЛТ» ®BQ' · · · ■ Pentru o deschidere circulară iluminată uniform, iradierea câmpului îndepărtat^maxim este dată de (HD2 ptotal/ à *f24) unde P-rOTAL este puterea totală care ajunge la planul receptorului și F este distanța focală a sistemului. Maximul de iradiere în câmp îndepărtat cu alte aberații prezente poate fi reprezentat aproximativ de

TMAX = rpTOTAL

F2

_________1__________________________

θϋ2 + ®TURB2 + θЛT2 + θBQ2

Observați că, printr-o renormalizare adecvată, aceste contribuții pot fi, de asemenea, privite ca contribuții la suprafața totală a câmpului îndepărtat de către fiecare sursă.

2 TMAX =   11 PTOTAL______ 1 Ad + Atürb + AjIT + ABQ

Normalizând cu valorile limitate de difracție, maximele de intensitate relativă pot fi scrise ca   __

1

1 + ATURB + AJIT +

Anunț anunț Anunț

Abordarea bugetului de eroare unghiulară este folosită în mod obișnuit pentru a analiza sursele de jitter ale sistemului, cum ar fi stabilizarea, urmărirea, alinierea automată etc.

Aceste abordări ale analizei aberațiilor sistemului par simple și naive, dar sunt fundamentale pentru pașii inițiali în proiectarea optică a sistemelor HEL. Următorul nivel de sofisticare a modelării necesită mult mai multe simulari computerizate și analize optice. Unele dintre aceste studii au arătat rezultate care nu sunt imediat evidente în analizele de nivel superior. Un exemplu este natura caracteristicilor modelului de iradiere în câmp îndepărtat al fasciculului laser atunci când pe fasciculul de ieșire sunt prezente aberații de fază optică de diferite dimensiuni de scară spațială. În sistemele foarte degradate, de obicei, se imaginează un model aberat de iradiere în câmp îndepărtat ca fiind un disc neclar de energie. Aberațiile de fază la scară spațială mari, cum ar fi primele polinoame Zernike, cauzează o extindere generală sau neclaritate a fasciculului, cum ar fi, de exemplu, defocalizarea. Multe surse comune de aberații de fază ale sistemului HEL au dimensiuni ale scalei spațiale ale fazelor care sunt mici în comparație cu diametrul complet al deschiderii telescopului de transmisie. Sursele cu acest tip de caracteristici de fază sunt distorsiunile de curgere a dispozitivului laser, turbulența stratului limită, erorile de figurare în oglindă etc. Efectul acestei scări de aberație este de a crea o distribuție a iradierii în câmp îndepărtat care are două caracteristici. Unul este profilul fasciculului care ar fi fost prezent fără aberație, dar atenuat peste tot uniform. Însoțitorul cu acesta este un fundal sau un model „aureola” care seamănă cu un profil foarte larg, aproape uniform (Figura 6). Ideea este că distorsiunile de fază mici la scară spațială acționează pentru a împrăștia energia din fasciculul principal la unghiuri extrem de largi, lăsând un profil atenuat al fasciculului ideal. Recunoscând că acest tip de aberație provoacă acest tip de distorsiune în planul receptorului, cineva realizează curând că prin eliminarea sursei distorsiunii, energia laser poate fi livrată direct înapoi în fasciculul principal. În ceea ce privește analiza anterioară care a descris echilibrarea aberațiilor, aceste tipuri de distorsiuni au nevoie de puțină echilibrare, deoarece orice scădere procentuală finită a distorsiunii duce la aceeași creștere procentuală imediată a luminozității câmpului îndepărtat, indiferent de echilibrarea altor aberații.

În timp ce aberațiile la scară mică sunt o considerație reală pentru sistemele laser HEL, adesea aberațiile dominante ale sistemului sunt la scară foarte mare, funcții de deschidere completă, cum ar fi înclinarea (jitter-ul este aleatoriu temporal) și focalizarea și astigmatismul. Există aproape întotdeauna un avantaj foarte real în reducerea fluctuației generale a sistemului la o mică parte din dimensiunea fasciculului limitat de difracție. Spre deosebire de distorsiunile la scară spațială mică, efectul asupra iradierii câmpului îndepărtat al distorsiunilor este de a răspândi și de a întinde (media în timp) distribuția spotului în planul țintă. Controlul acestor tipuri de distorsiuni este fundamental pentru sistemele HEL și menținerea sub

control a acestor aberații precede în mod normal orice eforturi extinse de a controla perturbațiile de fază la scară mai mică (spațială).

Pe lângă diferitele caracteristici spațiale dintre aberații, tulburările de fază se pot distinge și prin natura lor temporală sau stocastică. De exemplu, distorsiunile termice în oglindă, în special tipul de mapare a iradierii, în mod normal „se instalează” în câteva milisecunde. Atâta timp cât profilul de iradiere de la dispozitivul laser nu se modifică, aceste distorsiuni de fază nu se schimbă foarte mult în timp. Frecvent, unele dintre aberațiile de fază ale dispozitivului laser nu variază, de asemenea, în timp. Erorile de borezit între direcția aparentă a telescopului indicator și direcția reală a fasciculului pot fi în esență statice și pot fi privite ca componenta DC a fluctuației fasciculului. Aberațiile care variază în timp sunt la fel de frecvente și pot apărea, de exemplu, din vibrația fasciculului, turbulențe și interfețe optice. Unele sunt total aleatorii, cum ar fi jitter-ul cu caracteristici spectrale unice care depind de tehnicile de proiectare și control ale sistemului. Unele sunt dinamice, dar variază lent într-un mod aproape determinist, cum ar fi înclinarea termică a structurii din spate a oglinzii.

În mod clar, în mare măsură, caracteristicile temporale și spațiale ale distorsiunilor de fază determină gestionabilitatea și corectabilitatea acestora. Prima și cea mai evidentă abordare pentru a minimiza distorsiunile de fază nedorite trebuie să fie prin proiectarea de inginerie optică a sunetului. Optica releului de mare putere trebuie proiectată corespunzător cu concepte de schimbător de căldură fiabile (poate modele de schimb de căldură cu două sau trei niveluri) și acoperiri cu reflectivitate ridicată. Dispozitivele laser trebuie proiectate pentru a minimiza neomogenitățile medii, iar conceptele de rezonator trebuie să minimizeze distorsiunile optice, maximizând în același timp puterea de ieșire. Sistemele de aliniere sunt un subsistem absolut esențial. Ei leagă fasciculul laser de axa optică a sistemului de indicare și controlează fluctuația fasciculului pe țintă. Pe scurt, nu există nici un substitut pentru o bună inginerie optică de la dispozitivul laser la ieșirea telescopului indicator.

În ultimii ani, tehnologiile care progresează rapid ale opticii adaptive au ridicat multe speranțe pentru corectarea nu numai a aberațiilor generate de sistem, ci și a efectelor atmosferice, cum ar fi turbulența și înflorirea termică. Au fost considerate numeroase concepte de implementare care necesită componente noi și diferite ale sistemului, multe cu un nivel nedovedit

cerințele tehnologice (Figura 7). Implementate corect, oglinzile deformabile (Figurile 8 9) cu senzori de fază cu lățime de bandă mare și componente de partajare a deschiderii pot aduce sistemul HEL la limitele sale reale. Dar există limite. În primul rând, există limite spațiale și temporale clare cu privire la cât de bine pot perforili oglinda deformabilă și tehnologiile senzorilor. Încă astăzi depinde foarte mult de la inginerul optic să construiască sisteme HEL cu design bune, sonore, care să minimizeze în toate modurile posibile acele surse

de distorsiune optică care sunt limitative și incorectabile. Nu există niciun substitut pentru un design inginerese bun.

Sisteme viitoare și lungimi de undă mai scurte

Multe programe laser par să preseze pentru lungimi de undă ale dispozitivelor care sunt din ce în ce mai scurte, de fapt până în spectrul vizibil. Un motiv evident este îmbunătățirea potențială a dimensiunii spotului de câmp îndepărtat pe care o poate obține (6D ~ λ/D). Alternativ, cineva poate fi mulțumit cu o anumită dimensiune a spotului în planul receptorului, dar atunci pot fi câteva avantaje foarte reale de câștigat prin utilizarea telescoapelor cu indicator din ce în ce mai mici pentru a obține aceleași dimensiuni de spot.

Oricare ar fi motivele, avantajele care pot fi percepute pentru sistemele cu lungime de undă mai scurtă pot fi realizate numai dacă pot fi atinse toleranțe optice mai bune în întregul sistem optic. De exemplu, luați în considerare o anumită putere a distorsiunii căii optice, cum ar fi o cantitate fixă de fluctuație a fasciculului (Figura 10). Dacă am avea un nob ipotetic care ar putea schimba continuu lungimea de undă optică a sistemului laser de la foarte lung la foarte scurt, atunci maximul de iradiere (mediat în timp) pe planul receptorului ar crește ca λ-2 când 0j«(à/d).), dar ar începe să se satureze la o valoare constantă a intensității pentru 6j£(à/d). Unele caracteristici de aberație, cum ar fi turbulența, de exemplu, se vor comporta puțin diferit. Din nou, există o saturație a iradierii maxime cu lungimea de undă în scădere, dar există și o gamă de lungimi de undă peste care iradierea maximă va scădea efectiv. Desigur, pentru lungimi de undă suficient de scurte și orice distorsiuni de fază realizabile, maximul de iradiere se va satura în cele din urmă la o valoare constantă ca înainte, dar poate la o valoare mult mai redusă decât ar fi putut fi obținută la o lungime de undă mai mare.

Pentru ca un sistem laser cu lungime de undă mai scurtă să-și atingă potențialul limită, maxim în luminozitatea câmpului îndepărtat, toleranțele în controlul aberației optice trebuie să fie mult mai bune. Chiar și optică adaptivă Cerințele sistemului sunt mai exigente, necesitând mai multe actuatoare și lățimi de bandă mai mari. Nimic nu va deveni mai ușor pentru proiectantul sistemului HEL al viitorului, deși promisiunea sistemului laser HEL pare grozavă pentru multe aplicații diverse și interesante.

Eșantioane cu fascicule cu distorsiuni termice

CONDIȚIONAREA CALEI

MI SAL I CNMENT S VIBRAȚII

FIGURINO DE SURFACE

ERORI

DISTORSIUNI TERMICE VIBRAȚIE

INOMOGENEI MEDII

LEGĂTURI

ERORI FIGURINO

TURBULENCE ÎNFLORIREA TERMICA

CATEVA SURSE ICN ABERRAI

Figura 1. Sursele de aberație ale sistemului laser de înaltă energie sunt numeroase. Acestea sunt câteva dintre zonele cu probleme potențiale. Unele se pretează la control printr-un bun proiect de inginerie optică.

Alții pot necesita tehnici de corecție mai exotice, cum ar fi optica adaptivă.

SOZZLE &ASE PROB(r>OX24) Cl. XI DEWALt. TEMI1 ХЮСНЕЧ '> II X BO CICLU Nl'MBER B969 TIMPUL ESTE 262ЇI0

PARCEL VS GRU) DIMENSIUNI

Figura 2. Perturbațiile de densitate apar în jurul configurațiilor duzelor multor dispozitive laser. Aceste diagrame de contur arată simulări pe computer ale acestor perturbații de densitate pentru o duză chimică cu fluorură de deuteriu. Orificiul duzei este în partea de sus a figurii. (Cu amabilitatea, L. Rapagnani, AFWL).

Figura 3. Laserele de înaltă energie implică de obicei gaze curgătoare, care reacţionează. Acțiunea laser prin acest mediu poate produce raze laser cu ieșire aberată. Acest exemplu particular este un laser cu fluorură de deuteriu. (Cu amabilitatea, L. Wilson, AFWL).

IEȘIRE LASER ВЕДЫ

Figura 4. Un telescop este folosit pentru a extinde, îndrepta și focaliza laserul de înaltă energie pe un receptor îndepărtat. În mod ideal, cu cât diafragma de transmisie este mai mare, cu atât spotul fasciculului laser focalizat la receptor este mai mic. Aberațiile sistemului vor reduce eficiența creșterii fără limitare a diametrului deschiderii de transmisie.

Figura 5. În raport cu cazul fără jitter, iradierea maximă a câmpului îndepărtat se degradează pe măsură ce jitter-ul crește (Oj) în raport cu dimensiunea ideală a punctului de difracție (σ́O).

IRADARE

A

IRADARE

A

RAZĂ

RAZĂ

FĂRĂ DISTORSURI DE FAZĂ SPAȚIALĂ LA SCĂRĂ MICĂ

CU DISTORSURI DE FAZĂ SPAȚIALĂ LA SCĂRĂ MICĂ

Figura 6. Distorsiuni de fază cu scale spațiale care sunt mici în comparație cu radiația de difuzie cu diametrul deschiderii transmise la unghiuri largi de la fasciculul limitat de difracție ideal. Acest lucru creează o iradiere de fond de amplitudine scăzută împreună cu un profil limitat de difracție ideal redus uniform în energia totală.

Figura 9. Oglinzile deformabile pot controla faza frontului de undă a fasciculelor coerente corecte pentru aberațiile sistemului. Rezoluția spațială este limitată de dimensiunea actuatorului și densitatea numărului. Aceasta este o interferogramă a unei oglinzi deformabile acţionate piezoelectric. (Cu amabilitatea, J. Kenemuth, AFWL).

Figura 7. Optica adaptivă undei de întoarcere utilizează, în general, o tehnică de partajare a deschiderii pentru a privi de-a lungul traseului actual al fasciculului laser de înaltă energie. Distorsiunile de fază de-a lungul acestei căi sunt sesizate prin măsurarea fazei radiației care vine din planul receptor. Această radiație de undă de întoarcere ar putea fi autoemisii termice sau radiații incoerente reflectate, cum ar fi lumina soarelui, sau radiații coerente de la un iluminator laser.

Figura 8. Oglinzile deformabile pot modifica faza unui fascicul laser de înaltă energie reflectat și pot corecta potențial aberațiile nedorite. Există limite, cum ar fi densitatea distanței dintre actuatori și răspunsul temporal.

(Cu amabilitatea, Jim Pearson, UTRC).

LOS<iAVtlENGÎH)

Figura 10. Iradierea maximă a câmpului îndepărtat datorată doar difracției variază ca l/χ^. Cu aberațiile de fază prezente, iradierea de vârf nu mai continuă să crească odată cu scăderea lungimii de undă. Unele aberații, cum ar fi jitterul, provoacă o saturație într-o geometrică! limita optică. Alte tipuri de aberații, cum ar fi turbulența, pot duce de fapt la o scădere a intensității de vârf cu scăderea lungimii de undă înainte de geometria! este întâlnită limita optică.

Aberații și focalizare în sistemele mari cu laser cu stare solidă

WW Simmons

Universitatea din California, Laboratorul Național Lawrence Livermore

P. 0. Box 5508, Livermore, California 94550

Abstract

Laserele cu stare solidă pentru experimente de fuziune trebuie să furnizeze în mod fiabil putere maximă țintelor mici (aproximativ 0,5 mm) de la distanțe focale de 1 m sau mai mult. Această cerință impune limite stricte asupra calității optice a mai multor componente majore - amplificatoare, izolatoare Faraday, filtre spațiale - din fiecare tren de amplificator. Aberațiile statice reziduale din componentele optice sunt transferate fasciculului pe măsură ce traversează lanțul amplificatorului optic. Deși componentele individuale sunt de obicei mai mici de λ/20 pentru componente cu o deschidere clară mai mică de 10 cm; și mai puțin de λ/Ю pentru componente cu deschidere liberă mai mică de 20 cm; numărul mare de astfel de componente din seria optică are ca rezultat o eroare de front de undă care poate depăși o undă pentru laserele cu stare solidă modem. Pentru operarea prin puise, punctul focal este extins suplimentar prin neliniarități dependente de intensitate. Exemple specifice de performanță ale componentelor cu deschidere mare vor fi prezentate în contextul sistemelor laser Argus și Shiva, care sunt în prezent operaționale la Laboratorul Național Lawrence Livermore. Vor fi de asemenea discutate cerințele de proiectare pentru componentele laser Nova cu deschidere mai mare, până la * 74 cm în deschidere clară; acestea reprezintă o provocare semnificativă pentru industria optică.

Introducere

Focalizarea pușilor de înaltă energie de la sistemele cu laser mari este determinată în parte de calitatea componentelor optice prin care trece fasciculul și în parte de întârzierea de fază neliniară, dependentă de intensitate, care este, la rândul său, proporțională cu proprietățile de refracție ale materialului. componente. În acest articol, vom discuta aceste surse de extindere a punctului focal, cu accent deosebit pe laserele cu stare solidă de mare putere. Datele reprezentative au fost luate cu laserele Shiva la Laboratorul Național Lawrence Livermore. Acest sistem va fi folosit în acest articol ca exemplu de design și performanță cu laser cu stare solidă modem. Specificațiile componentelor pentru sistemul laser Nova, mult mai mare2, aflat în prezent în construcție la LLNL, vor fi prezentate pentru comparație.

Laserele cu stare solidă sunt proiectate într-o configurație de amplificator în impulsuri master-oscilator (MOPA). Un puise slab (aproximativ 1 mJ în 1 ns) este generat de un oscilator optic și un comutator electrooptic. Acest puise este ulterior modelat (atât spațial, cât și temporal), amplificat și împărțit în mai multe fascicule (20 pentru Shiva și Nova). Fiecare dintre cele mai multe fascicule se propagă apoi prin componente cu deschidere clară succesiv mai mare, culminând cu un sistem de lentile de refracție care focalizează fiecare fascicul pe o țintă mică (si mm).

Componentele care compun fiecare lanț de amplificator laser îndeplinesc trei funcții majore:

(1) Amplificatoarele cu tijă și disc măresc puterea și energia motorului.

(2) Filtrele spațiale mențin netezimea profilului fasciculului în timp ce își extind diametrul.

(3) Izolatoarele Pockels și Faraday împiedică întregul laser să se rupă spontan în oscilații care i-ar putea epuiza energia stocată și ar putea deteriora ținta prematur.

Din punct de vedere conceptual, amplificarea, filtrarea spațială și izolarea sunt repetate secvențial, la deschideri din ce în ce mai mari, pe măsură ce impulsul continuă în lanț. În cele din urmă, fiecare puise este focalizat cu o lentilă.

În acest articol, vom examina mai multe cauze ale răspândirii punctului focal final. Acestea pot fi clasificate după cum urmează:

(1) Aberațiile statice transferate unui fascicul altfel limitat de difracție de către componentele optice prin care trece.

(2) Împrăștierea cu unghi mic de către locurile mici de deteriorare, incluziuni, neomogenitate etc.

(3) Îmbunătățirea neliniară a modulației spațiale pe frontul de undă al fasciculului transversal.

Aberații statice

Aberațiile reziduale din toate componentele optice sunt transferate fasciculului pe măsură ce traversează lanțul amplificatorului optic. Deși componentele individuale sunt ținute la toleranțe foarte strânse în producție, numărul mare de astfel de componente din seria (optică) poate duce la o eroare semnificativă a frontului de undă la ieșirea lanțului.

★ Cercetări efectuate sub auspiciile Departamentului de Energie al SUA de către Laboratorul Național Lawrence Livermore cu numărul de contract W-7405-ENG-48.

Există șase materiale optice de bază în trenul amplificatorului laser:

- BK-7 (lentile, oglinzi, polarizatoare)
- KD*P (izolatoare Pockels1 celi)
- Crystal Quartz (plăci cu undă)

o Amplificatoare cu tije și disc cu silicat dopat cu Nd (sau fosfat).

o Tb:sticlă silicată dopată (rotatoare Faraday)

o Silice topită (unele lentile)

Majoritatea acestor componente au suprafețe optice fiat. Cu toate acestea, există mai multe lentile f/11, care sunt în general asferizate pentru a elimina aberația sferică (este de remarcat faptul că modelele de lentile cu filtru spațial pot combina o comă minimă cu eliminarea aberației sferice).

Componentele care transmit fasciculul sunt proiectate să fie cât mai subțiri, pentru a reduce efectele indicelui neliniar de refracție al sticlei (discutat mai târziu). Pentru majoritatea lucrărilor de plată, vânzătorii Shiva au folosit foarte eficient echipamentele modem de lustruire continuă, care încorporează de obicei un control termic precis. Pentru suprafețele lentilelor asferice, vânzătorii au dezvoltat tehnici eficiente pentru calcularea și testarea procesului. Suprafețele au fost în general șlefuite și lustruite sferice înainte de a fi modelate.

Nivelurile de toleranță ale componentelor mai mari Shiva sunt ilustrate în specificațiile din Tabelul 1. Aceste specificații sunt cât mai stricte posibil, ținând cont de constrângerile bugetare și de program și de stadiul tehnicii. Caracteristicile de performanță și specificațiile finale au fost adesea rezultatul unei interacțiuni tehnice extinse între LLNL și furnizorii participanți. Au implicat dezvoltarea de prototipuri și teste extinse de calificare.

Tabelul 1. Diagrama de toleranță pentru componentele mai mari

Dimensiunea diafragmei 10 cm 20 cm
Filtru spațial Filtru spațial
DiscuriLentilePolarizatoareDiscuriLentilePolarizatoare
0,03 mm^0,03 mm30,03 mm30,03 mm^0,03 mm¿0,03 nW
0,125 max0,100 max0,100 max0,2 max0,2 max0,2 max
Incluziuni/100 cm3 dimensi
ondimensionidimension■dimensiondimensiondimension
Birefringență la stres nm/cm Wavefront PV - 0,633 pm
2.56.02.05.06.06.0
după acoperire, când este cazul λ/12λ/10λ/12λ/8λ/10λ/8
Panta frontului de undă/cm (0,633 pm) λ/30λ/33 la λ/22λ/30λ/40 la λ/22λ/33 la λ/22λ/30 la λ/20

Un test final a fost efectuat pe toate componentele optice Shiva. Fiecare subansamblu (de exemplu, cap laser, filtru spațial, oglindă montată) a fost testat pentru distorsiunea frontului de undă (și, după caz, biréfringența stresului) înainte de instalare în laser. În acest scop, s-au pus la dispoziție două interferometre cu deschidere de 30 cm într-una din zonele de asamblare laser LLNL: un Fizeau de ^0,633 pm cu o sferă lungă specială; și la 13.06, LLNL a construit Twyman-Green (reședința pe o placă de granit de 25 de tone). Pentru a indica calitatea asamblată a unor astfel de componente, Figura 1 prezintă interferograme tipice de front de undă pentru un amplificator cu șase

discuri, cu deschidere de 9 cm, o lentilă de focalizare finală cu deschidere de 21 cm și un substrat polarizat cu deschidere de 22 cm. Toate aceste interferograme au fost luate de două ori la 0,633 pm cu interferometrul Fizeau.

Figura 1. Interferograme ale componentelor Shiva reprezentative. Stânga: amplificator de disc cu 6 discuri, deschidere de 9 cm. Centru: obiectiv de focalizare f/6, proiectat pentru o comă minimă și asferizat. Drept: substrat polarizator.

Distorsiunea frontului de undă a amplificatorului de disc este în medie de 0,10 la 1,06 m și este tipică pentru 60 de astfel de ansambluri de amplificatoare utilizate în Shiva. Lentila este un refractor f/6 cu un singur element, fabricat din sticlă BK-7, modelat pentru o comă minimă și corectat pentru aberația sferică prin asferizarea suprafeței frontale (mai curbată). Ambele suprafețe sunt acoperite cu dielectric dur pentru pierderi minime de reflexie. Substratul polarizator, o parte din

Faraday de 22 cm , are o grosime de numai 10 mm. Este montat la unghiul lui Brewster (56,4

grade) în raport cu linia fasciculului.Suprafața interioară înscrisă pe această interferogramă reprezintă

zona centrala, peste care toleranta la eroare a pantei este specificata mai riguros.

Filtrele spațiale pentru Shiva au fost asamblate și pompate, apoi aliniate ca o unitate folosind interferometrul Twyman-Green menționat mai sus, înainte de a fi montate pe cadrul spațial. Separarea axială între lentile a fost setată în timpul acestei alinieri pentru fasciculele de intrare și de ieșire colimate și nu a fost ajustată ulterior.

Graficul prezentat în Tabelul 2 prezintă componentele optice traversate de fiecare fascicul Shiva. Pulsul care părăsește oscilatorul/comutatorul are un profil spațial gaussian unifazat, ușor eliptic. (Eliptică din cauza înclinării caracteristice a tijei laser YAG la unghiul lui Brewster în cavitatea optică.) Componentele cu deschidere mică traversate de fasciculul Gaussian, înainte de a pătrunde în componentele majore ale fiecărui lanț laser, includ 3 amplificatoare cu tije, 1 rotator Faraday , 13 lentile, 2 plăci de undă de cuarț și (aproximativ) 27 de oglinzi/divizoare/polarizatoare. Erorile tipice ale frontului de undă de la vârf la vale sunt enumerate în partea de sus a tabelului 2. Eroarea cumulată a frontului de undă a fasciculului în acest punct, presupunând că erorile componente sunt necorelate și că fasciculul de la oscilator/comutator este limitat de difracție, este . 38 de valuri, așa cum se arată în tabelul 2.

Tabelul 2. Componente optice tipice Shiva Beam Line

componente de elemente optice/braț Diametru nominal al fasciculului (mm)Eroare tipică de front de undă de la vârf la vale per ansambluCumulator4· Eroare de front de undă
Oglinzi/Divizoare 2021*λ/20
Amperi tijă 321*λ/10
Polarizatoare 721*λ/20
Faraday Rotator 121*λ/10
Lentile 1321*λ/20
Plăci de undă 221*λ/20,38 λ
Diafragma de formare a fasciculului 110-
F^ont-end Releu 221λ/12
Amplificator cu tijă 121λ/10
Polarizator 221)
Pockels Celi Assembly 321 >λ/8
Polarizator 221)
Filtru spațial 244λ/12
Amplificator cu tijă 144λ/10
Polarizator 244)
Pockels Celi Assembly 344?λ/7
Polarizator 244*
Filtru spațial 291λ/12
Amplificator de disc 691λ/10
Amplificator de disc 6911λ/10
Polarizator 291 >
Faraday Rotator 191)λ/9
Polarizator 291
Filtru spațial 291λ/12
Amplificator de disc 691λ/10
Filtru spațial 2145λ/12
Amplificator de disc 4145λ/10
Filtru spațial 2202λ/12
Polarizator 1202 i
Faraday Rotator 1202 }λ/9
Polarizator 1202 *
Amplificator de disc 3202λ/8
Oglindă pentru prima întoarcere 1202λ/14
Oglindă în al doilea rând 1202λ/15
Lentila de focalizare 12021
Fereastra de vid 1185 >λ/7
Blast Shield 1185 .48 λ
109 elemente traversate Total acumulat.61λ
prin eroarea oneelementwavefront
*FWHM al profilului fasciculului Gaussian
+5 rădăcină pătrată a sumei pătratelor erorilor componentelor individuale

Deschiderea de formare a fasciculului trunchiază fasciculul Gaussian la o rază mult mai mică decât dimensiunile sale transversale la jumătatea maximă a lățimii. Astfel, componentele principale ale lanțului de amplificator amplifică și extind un fascicul rotund, cu profil plat, care aproximativ filizează deschiderile disponibile ale amplificatorului. Aberațiile specificate pentru componentele care cuprind fiecare lanț Shiva sunt prezentate în Tabelul 2. Se vede că

fiecare linie de fascicul principal contribuie cu aproximativ o jumătate de undă la eroarea totală a frontului de undă acumulată; care, pentru Shiva, este de aproximativ 0,6 valuri.

În practica operațională, efectele suplimentare contribuie, de asemenea, la extinderea punctului focal. În primul rând, ușoare nealinieri de la o scenă la alta vor compensa ușor fasciculul pe lentilele cu filtru spațial, contribuind astfel cu cantități mici de astigmatism și comă la frontul de undă al fasciculului de ieșire. În al doilea rând, erorile de colimare a fasciculului contribuie la astigmatism (un fascicul divergent sau convergent care traversează elemente înclinate provoacă astigmatism). În cele din urmă, fasciculul de ieșire de la oscilator/comutator pleacă de la performanța limitată de difracție cu o fracțiune de undă. (Lentilele termice sunt, desigur, compensate de lentile de imagistică, dar aberațiile reziduale nu sunt.)

Am observat efectele turbulenței în atmosfera prin care trece fasciculul. Cu toate acestea, am constatat că închiderea liniei fasciculului în tuburi sigilate, menținută la temperatură constantă (variații de + 1°C) de sistemul excelent de flux de aer al clădirii, elimină efectiv neclaritatea punctului focal turbulent pentru Shiva. Această abordare va fi folosită și pe Nova.

la aproximativ un val. Figura 2 ilustrează

Luând în considerare estimările tuturor acestor efecte statice împreună, se ajunge la concluzia calitativă că un fascicul Shiva tipic de putere mică ar trebui să fie caracteristici ale fasciculului fotografiat focalizabil pentru o putere mică (200 GW) în apropierea focalizării obiectivului țintă f/6. (Aceste fotografii au fost realizate în planuri echivalente cu cele prezentate în schiță folosind o cameră cu matrice ^ cu mărire laterală de 12X.) Se poate distinge! atât astigmatismul, cât și aberația sferică, ca și aberațiile Seidel predominante, deși frontul de undă este evident distorsionat într-un mod mai complex. Aceste fotografii ale fasciculului corespund bine cu observațiile fasciculului de aliniere CW în locații echivalente. Nouăzeci la sută din energia fasciculului este livrată într-un cerc cu o rază de 75 um în planul de focalizare optimă; și apare într-un cerc cu raza de 50 um.

Optzeci la sută

Analiza integrată în timp, sau densitatea de energie, este prezentată mai clar în Figura 3, care ilustrează fotografia centrală din Figura 2, analizată și renormalizată pentru a reprezenta luminozitatea fasciculului față de divergența fasciculului semi-unghiular. Se observă că Shiva, la fel ca Argus^ și alte lasere din sticlă în stare solidă, funcționează de obicei la 10^° W/cm^-ster. Curba este obținută prin analiza microdensitometrului fotografiei și reprezintă grafică intensitatea medie radială ca o funcție a semiunghiului de la obiectivul țintă.

Shot 88110606 Fascicul 2

Figura 2. Fotografii cu fascicul realizate în mai multe planuri în apropierea planului de focalizare optimă al obiectivului de focalizare

Shiva f/6. Puterea fasciculului este de 200 GW la o durată de impuls de 800 ps, pentru 160 Jouli de energie la țintă.

Am estimat eroarea frontului de undă pe acest fascicul de putere redusă (tipic) Shiva prin atribuirea aberațiilor Seidel opticii finale de focalizare (altfel perfectă). Figura 4 prezintă o aproximare rezonabilă a distribuției spotului focal observat. (Ajustările mai mari pot fi obținute, evident, cu o analiză mai detaliată. Cu toate acestea, ordinele de mărime implicate sunt ilustrative.) Raza unghiulară a celui de-al doilea inel Airy (care include aproximativ 90% din energia câmpului îndepărtat a unui fascicul de profil) este de 17 urad pentru un fascicul cu difracție 1imitată. În schimb, unghiul experimental al fasciculului Shiva de 90% este de aproximativ 60 urad (limitat de difracție de 3,5 ori). Calculul ilustrează că acest fascicul reprezentativ Shiva poartă ceva mai mult de un val de observații.

30 / SPIE Vol. 293 de distorsiuni ale frontului de undă în optica de putere (1981)

Figura 3.

Fotografie și densitometru medie radială a fasciculului din figura 2, în planul de focalizare optimă. Graficul prezintă datele fasciculului în termeni de luminozitate față de raza unghiulară.

Figura 4. Intensitatea câmpului îndepărtat mediu radial cumulativ calculată și măsurată pentru fasciculul prezentat în figurile 2 și 3. Cod de calculator Malaprop utilizat pentru calcul/simulare.

În Tabelul 3, prezentăm specificațiile componentelor optice Nova. Aceste componente laser mai mari ar putea fi comparate cu Shiva (vezi Tabelul 1). Rețineți că numărul total de componente este crescut doar cu aproximativ 30% (134 față de 109). De asemenea, presupunând din nou că nu există o corelație a erorii frontului de undă între componentele individuale, eroarea totală acumulată pentru linia fasciculului Nova este de așteptat să fie doar puțin mai mare decât cea pentru Shiva (.76/ vs .6>), chiar dacă finalul deschiderile componentelor sunt de aproape patru ori mai mari. Realizarea acestor precizii de calcul a componentelor este o sarcină solicitantă pentru industria optică a Statelor Unite. Pentru a ilustra magnitudinea sistemului Nova, Figura 5 prezintă semifabricate de oglindă pentru a găzdui fasciculele de ieșire de 74 cm de la Nova. Aproximativ nouăzeci de astfel de oglinzi vor fi utilizate în sistemul Nova cu 20 de fascicule.

Aberații dinamice; Distorsiunea din neliniarități

Pe lângă aberațiile clasice, statice pe care tocmai le-am discutat, fasciculele laser de mare putere sunt, de asemenea, afectate semnificativ de o distorsiune de fază dependentă de intensitate. Sursa acestei distorsiuni este neliniaritatea indicelui de refracție în toate componentele optice transparente prin care trece fasciculul. Neliniaritatea depinde atât de proprietățile spațiale temporale, cât și de cele transversale ale intensității fasciculului. Mărimea distorsiunii de fază (de fapt, o întârziere) în radiani este dată de ecuație

Tabelul 3. Specificații componente optice Nova Beam Line

Componentă # cf Elemente per braț Diametru nominal al fasciculului (mm)Eroare de front de undă PV specificată per ansambluEroare de front de undă cumulativă
Optica front-end 5027*(.05-.1) Atip.
Diafragma de formare a fasciculului 127-.4 λ
Filtru spațial 237.5.09 λ
Amp tijă 137,5,10 λ
Polarizatoare 237,5)
Pockels Celi Assy. 337,5 >.08 λ
Polarizante 237,5 *
Filtru spațial 291.7.09 λ
Amplificator de disc 691.7.12 λ
Polarizatoare 291.7
Faraday Rotator 191.7.13 λ
Polarizatoare 291.7
Amplificator de disc 691.7.12 λ
Filtru spațial 2150,09 λ
Faraday Rotator 1150
Pereche de polarizare 2150.. 10 λ
Amplificator de disc 4150,12 λ
Filtru spațial 2208,09 λ
Polarizatoare 2208
Faraday Rotator 1208,16 λ
Polarizatoare 1208
Amplificatoare de disc 9208,23 λ
Filtru spațial 2315,09 λ
Oglinzi rotative 2315,10 λ
Polarizator 1315
Faraday Rotator 1315,13 λ
Polarizator 1315
Amplificatoare de disc 8315,29 λ
Filtru spațial 2460-.09 λ
Amplificatoare de disc 6460,25 λ
Filtru spațial 2740,09 λ
Oglinzi 4740,14 λ
Lentile de focalizare 2740,09 λ,65 λ
84 TotalComponentsTotal Acumulat.76 λ
pe Chain Wavefront Error
134 TotalComponents Traversedby Beam

*Profilul fasciculului Gaussian FWHM

Figura 5. Oglinzile realizate din aceste semifabricate de sticlă cu diametrul de 1,2 m, realizate din sticlă borosilicată de Schott Optical Company, vor fi folosite pentru a direcționa fasciculele Nova către camera țintă.

(D

B(x,y) = κ J al(x,y)dz,

O

unde κ este numărul de undă al radiației laser, o este indicele neliniar al coeficientului de refracție (în cm^/watt), I(x,y) este intensitatea fasciculului (în W/cm^) la coordonatele transversale x și y, iar calea de integrare L include tot materialul optic de-a lungul razei fasciculului central. Această neliniaritate a făcut obiectul multor investigații,5 deoarece este responsabilă de instabilitatea care duce la auto-focalizarea fasciculului și o serie de alte efecte limitatoare de performanță. În prezent, suntem interesați de efectele cu frecvență spațială joasă. Întreaga distorsiune a fasciculului care rezultă din această întârziere de fază a fost analizată în detaliu de Hunt, Renard și Nelson° pentru profile de intensitate netede. În paragrafele următoare, efectele „ripplei” radiale cauzate de filtrarea spațială trece-jos vor fi discutate calitativ.

Pentru sistemele laser tipice filtrate spațial, cum ar fi Shiva, perechile de lentile confocale care cuprind fiecare filtru servesc, de asemenea, la „proiectează” profilul fasciculului spațial în aval. Această imagine transmite? ajută la menținerea unui profil neted al fasciculului și a unui factor de umplere ridicat al deschiderii amplificatorului. În plus, îndoirea razelor Tight datorită indicelui de refracție neliniar este foarte mică. În consecință, profilul de intensitate al fasciculului nu se modifică de-a lungul lanțului, în timp ce distorsiunea de fază capătă un caracter spațial identic cu profilul de intensitate.

Efectele împrăștierii din locurile mici de deteriorare, particulele de praf etc., se manifestă în principal ca modulare a fasciculului în câmp apropiat. Deoarece aceste surse produc o distribuție unghiulară largă în câmpul îndepărtat, ele pot fi filtrate trece-jos periodic pe întreg lanțul laser. Această filtrare este realizată cu „găuri” situate la focalizarea comună a fiecărei perechi de lentile cu filtre spațiale. Filtrarea trece-jos, la rândul său, suprapune o modulație radială sinusoidală fasciculului principal (fenomenul Gibbs). Primul filtru spațial care urmează deschiderii de formare a fasciculului definește în mod esențial profilul de intensitate al fasciculului. Diametrul pinhole este ales astfel încât adâncimea de modulație radială "ripple" (care crește odată cu descreșterea diametrului) doar echilibrează adâncimea de modulație de la alte surse din amonte? la ieșirea primului filtru. De obicei, unghiul de acceptare al filtrului este cu aproximativ zece mai mare decât limita de difracție. Adâncimea de modulare a ondulației rezultată este apoi de câteva procente din fasciculul de fundal.

+ 6 mm

B (rad)

- 6 mm

Ó

0,0 0,1 0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,0 0,1 0,2 0,3 0,4 0,5 0,6

Raza (mm) Raza (mm)

Figura 6. Profiluri ale fasciculului calculate în planuri la +6 mm față de planul de focalizare optimă pentru un sistem laser f/6. Pe măsură ce intensitatea și B cresc, aceste profiluri devin progresiv mai distorsionate și prezintă, de asemenea, o adâncime mai mare de modulare.

Pe măsură ce fasciculul trece de-a lungul lanțului amplificatorului, se acumulează întârzierea de fază a vârfurilor de intensitate (față de văi). Această acumulare nu este în general semnificativă în câmpul apropiat, dar poate avea consecințe dramatice în apropierea focalizării finale a obiectivului țintă. Ca exemplu, Figura 6 prezintă profile de intensitate radială calculate la 6 mm în amonte (și în aval) de focalizarea unui obiectiv f/6, pentru diferite intensificări ale fasciculului laser. La intensitate foarte scăzută (sus), fasciculul este o geometrică excelentă! proiecția fasciculului care intră în lentilă. La intensificări intermediare (45 TW, B 13 pentru Shiva), marginea exterioară a fasciculului s-a deplasat spre interior pentru a forma un „inel”. La cea mai mare intensitate (1,5 TW, B 21,9 pentru Shiva), fasciculul s-a prăbușit vizibil spre interior și sunt evidente mai multe inele cu contrast ridicat. Dincolo de focalizare, variațiile de adâncime a modulației nu sunt la fel de pronunțate; cu toate acestea, răspândirea fasciculului care crește cu B este destul de evidentă.

În practică, desigur, simetria radială a inelelor „ondulate” este perturbată de difracția din locurile mici de împrăștiere localizate la componentele din lanțul laser. Fotografiile fasciculului realizate la putere mare în planuri echivalente cu acestea arată în mod clar atât modulația inelului profund, cât și ruptura de simetrie cauzată de interferența difractivă a locurilor mici.

A rezuma; întârzierea de fază este proporțională cu I și se manifestă ca o lărgire a punctului focal, precum și o distorsiune complicată a fasciculului în apropierea planului focal. În Figura 7, arătăm intensificări cumulative ale câmpului îndepărtat în medie radială calculate și măsurate în funcție de unghi pentru o lovitură Shiva de mare putere (1 TW). Curba etichetată „fără aberații” reprezintă un fascicul limitat de difracție, cu excepția faptului că au fost introduse mici locuri de împrăștiere de-a lungul lanțului, în locații corespunzătoare pozițiilor discului amplificatorului. „Fiare” rezultat (energie distribuită de la aproximativ 20 prad spre exterior) reprezintă împrăștierea cu unghi mic din aceste locuri mici de obscuritate. (Prin unghi mic, înțelegem acea energie pe care o vor trece orificiile filtrului spațial; de obicei, aceasta este 200-300 prad.) Densitatea de obturare utilizată în calcul a fost echivalentă cu o zonă ascunsă fracțională de 5xlO_5 pe suprafață, un număr în acord cu statistici detaliate! analiza discurilor Shiva înainte și după utilizarea operațională. (Acest număr este, de asemenea, utilizat pentru a specifica densitatea și dimensiunea maximă a incluziunilor și bulelor mici din componentele optice fabricate; vezi, de exemplu,

Tabelul 1. Specificații de calitate similare sunt utilizate pentru componentele Nova.)

Când sunt incluse și astigmatismul și aberațiile sferice, se obține curba intermediară (în Figura 7). În cele din urmă, ținând cont de efectele „undă” radiale discutate mai sus, se obține un acord rezonabil cu distribuția spotului focal observat (prezentată ca cea mai largă curbă de distribuție în Figura 7).

Figura 7. Intensitatea câmpului îndepărtat, medie radială, cumulativă calculată și măsurată pentru o lovitură Shiva de mare putere (1 TW), corespunzătoare unei întârzieri a fasciculului B 17-8, (cu referire la Figura 6).

rezumat

Am discutat despre diferite aspecte ale caracteristicilor de focalizare ale fasciculelor de mare putere din sistemele cu aser „solid-state”. S-a demonstrat că erorile de front de undă ale componentelor statice, locurile mici de împrăștiere și „ondularea” trece-jos se combină pentru a lărgi punctul focal de la astfel de lasere. Neliniaritatea indicelui de refracție mărește distribuția planului focal în plus atunci când lanțul laser este operat la putere mare. Cu toate acestea, presupunând că sunt utilizate metode de ultimă generație de fabricare/finisare a componentelor, astfel de fascicule sunt ușor de focalizat pe ținte submilimetrice de fuziune cu laser. Aceste concluzii se aplică și pentru Nova.

Mulțumiri

Autorul îi este îndatorat lui EP Wallerstein pentru că a împărtășit expertiza sa vastă în ceea ce privește calitatea optică a componentelor laser mari descrise aici. El apreciază conversațiile cu DR Speck și RG Ozarski, care au colaborat pentru a obține și analiza datele punctului focal Shiva. WE Warren a efectuat analizele computaționale prezentate mai sus cu codul computerizat bidimensional Malaprop.9

Referințe

1. JA Glaze și R. 0. Godwin, „Shiva: Its Components and Subsystems”, Laser Focus, august 1977.

2. JF Holzrichter, R. 0. Godwin, WF Hagen, WW Simmons și JB Trenholme, „Nova System at Lawrence Livermore National Laboratory”, Laser Focus, mai, 1981.

3. IM Winer, „A Self-Calibrating Technique for Measuring Laser Beam Intensity Distributions”, Appi. Optica 5^, p. 1437 (1966).

4. WW Simmons, DR Speck și JT Hunt, „Argus Laser-System: Performance Summary”, Applied Optics Ț7, p. 999 (1978).

5. ES Bliss, JT Hunt, PA Renard, GE Sommargren și HJ Weaver, „Efectele propagării neliniare asupra proprietăților de focalizare cu laser”, IEEE J. Quant. Elee. QE-12, p. 402 (1976).

6. JT Hunt, PA Renard și RG Nelson, „Focusing Properties of an Aberrateti Laser Beam”, Applied Optics 15, p. 1458 (1976).

7. JT Hunt, JA Glaze, WW Simmons și PA Renard, „Suprimarea auto-focalizării prin filtrarea spațială cu trecere joasă și imagistica prin releu”, Applied Optics 17, p. 2053 (1978).

8. IF Stowers și HG Patton, „Damage History of Argus,” Ninth Symposium on Materials for High Power Lasers, Boulder, Colo., 4-6 octombrie 1977. Publicat în NBS Special Pubication 509, p. 440 (1977).

9. WW Simmons, JT Hunt și WE Warren, „Light Propagation through Large Laser Systems”, care urmează să fie publicat în IEEE J. Quant. Elee., septembrie 1981.

Privire de ansamblu asupra fenomenelor aero-optice

Allen E. Fuhs

Departamentul de Aeronautică, Şcoala Postliceală Navală

Monterey, California 93940

Abstract

Sunt luate în considerare laserele cu impulsuri de înaltă energie și laserele CW de mare putere. Calea fotonilor este urmărită de la generarea în cavitatea laser până la interacțiunea cu o țintă. La fiecare pas de-a lungul traseului, interacțiunea dintre aerodinamică și radiația laser trebuie înțeleasă pentru a evita degradarea seriilor a calității fasciculului. Efectele de distorsiune a fasciculului sunt cumulative. Aerooptica, ca zonă tehnică interdisciplinară, a atins un nivel de maturitate în care majoritatea capcanelor pot fi ocolite.

Introducere

Dezvoltarea laserelor de mare putere CW sau cu impulsuri repetitive de mare energie a necesitat introducerea fluxului prin cavitate.1 O nouă zonă tehnică a rezultat din cerința de curgere; această zonă este aero-optică.

Aero-optica implică acele fenomene legate de laser în care o interacțiune între radiația laser și aerodinamică joacă un rol semnificativ. Unii ingineri și oameni de știință definesc aero-optica ca interacțiunea dintre un câmp indice de refracție și propagarea undelor electromagnetice.2 Câmpul indicelui de refracție, care poate fi constant sau instabil, apare din mișcarea fluidului. În această lucrare, definiția mai largă a aero-opticii este utilizată pentru a selecta subiectele de discuție. Aero-optica este un subset al

aerodinamicii laser; aerodinamica laserului include fenomene de curgere legate de laser.

Fenomenele aero-optice apar în mai multe situații, altele decât propagarea fasciculului laser.2 Avioanele de recunoaștere care utilizează fotografie pot suferi degradarea imaginii din cauza distorsiunii traiectoriei optice. Rachetele care folosesc navigația cerească pot avea erori unghiulare introduse de efectele adverse ale fenomenelor aero-optice. Astronomia de pe platformele aeriene poate fi afectată de aero-optică.

Înainte de a descrie conținutul lucrării, scopul este precizat acum, astfel încât cititorul să aibă perspectiva corectă. Porțiuni ale lucrării sunt un rezumat al investigațiilor efectuate de autor și colegi; rezumatul se întinde pe un deceniu de cercetare. Alte părți ale discuției rezumă lucrări specifice din literatura tehnică. Această prezentare generală nu este un sondaj complet, amănunțit și critic. Un astfel de sondaj este de proporții monografice și ar fi prea lung pentru o singură lucrare.

Lucrarea este organizată în aceeași secvență pe care o urmează fotonii de la generare în dispozitivul laser până la interacțiunea cu ținta. A doua secțiune despre dispozitivele laser discută impactul asupra calității fasciculului al proprietăților de curgere aerodinamică în cadrul laserului. Dispozitivele auxiliare de flux pentru lasere, cum ar fi camerele de ardere, sunt luate în considerare pe scurt. Aero-optica intrasistem, care este a treia secțiune, se concentrează pe fenomenele optice intrasistem. Intrasistem este definit ca acea parte a întregului sistem laser care se extinde de la dispozitivul laser la oglinda de ieșire a telescopului laser. În jurul platformei poate fi un câmp de indice de refracție dominat de flux; acest lucru este valabil mai ales pentru aeronave.3 Alte platforme includ sateliți cu lasere cu ciclu deschis** și nave care utilizează HEL pentru apărarea punctului sau a zonei.5 A patra secțiune este dedicată subiectului aero-opticii dominate de platforme. A cincea discută acele aspecte ale propagării externe în care interacțiunile fluxului atmosferic ambiental au loc. În această secțiune este inclusă înflorirea termică. Secțiunea finală a acestei lucrări oferă câteva concluzii și comentarii.

Dispozitive cu laser

Dispozitive aerodinamice auxiliare

Aici sunt menționate mai multe dispozitive aerodinamice care sunt importante pentru anumite lasere, dar care nu interacționează direct cu fotonii. Aceste dispozitive includ camere de ardere pentru lasere cu gaz dinamic6 și lasere chimice7, ejectoare pentru lasere cu gaze dinamice7'8, difuzoare pentru lasere cu gaz dinamic9 și lasere chimice10, precum și „ferme de combustibil” pentru lasere cu gaz dinamic11 sau lasere chimice12.

Laserele dinamice ale gazului Boțh și laserele chimice se bazează pe combustie pentru a pompa și/sau a genera o inversare a populației. Arderea în lasere este similară în mai multe moduri cu o rachetă. Ignitrón

se folosesc tehnici asemănătoare rachetelor. Distribuția spațială uniformă a temperaturii, presiunii și compoziției chimice în amonte de bancul de duze este un obiectiv important de proiectare. Rachetele se confruntă cu o varietate de instabilități de combustie. Din fericire, camerele de ardere cu laser funcționează cu rate considerabil mai mici de eliberare a căldurii pe unitate de volum și, ca urmare, sunt mai puțin predispuse la instabilitate.

Fiamurile de difuzie supersonică apar în cavitatea laserului unui laser chimic.10 Analiza fluxului Rayleigh13 oferă o perspectivă asupra modificărilor proprietăților de curgere în interiorul cavității.

Ejectoarele sunt esențiale pentru laserele chimice care aerisesc în atmosferă.12 Debitul de masă în ejector poate fi de 4 până la 10 ori debitul de masă din cavitatea laserului chimic. Propelenții pentru ejector cresc cerințele de greutate și volum. La altitudini mai mari de 10 până la 12 kilometri, operarea cu laser chimic nu necesită un ejector.

Difuzoarele sunt esențiale fie pentru laserele cu dinamică gazoasă11*, fie pentru laserele chimice. Difuzoarele au o mare influență asupra pornirii laserului; prin „pornire” se înțelege stabilirea fluxului supersonic în cavitate. În plus, difuzoarele influențează timpul de reacție al unui laser dinamic gazos; timpul de reacție este timpul scurs de la deschiderea supapelor de combustibil și oxidant până la generarea de fotoni prin laser. Dimensiunile difuzorului și caracteristicile de pornire sunt variabile importante în determinarea timpului de reacție.

Performanța limitată a difuzorului împiedică montarea laserelor cu gaz dinamic.6 Îmbunătățirea considerabilă a eficienței laserului ar rezulta din montare.

Geometria laser cilindrică are avantaje; fluxul într-un laser cilindric este radial spre exterior. Difuzoarele pentru lasere cilindrice nu sunt simple șocuri cu baril15, ci constau din palete radiale. În geometria laser liniară sau cilindrică, difuzorul necesită un volum mare.

„Ferma de combustibil” pentru un laser cu ciclu deschis constă din rezervoare pentru combustibil, oxidant, diluanți și catalizatori. Rezervoarele pot stoca substanțe chimice toxice sau fluide criogenice. .Pomparea reactanților laser în camera de ardere se poate face prin turbopompe. O altă tehnică este presurizarea rezervoarelor la o presiune mai mare decât cea a camerei de ardere. Două considerații importante sunt următoarele: în primul rând, măsurarea cu precizie și controlul diferitelor debite și, în al doilea rând, evitarea oricărei dinamici de alimentare care să conducă la instabilitatea arderii.

Flux în cavitatea laser cu undă continuă

Undele continue, CW, laserele sunt considerate aici; laserele pulsate vor fi discutate în subsecțiunea r.ext. Funcționarea CW implică faptul că fluxul este constant pentru scale de timp mai mari decât L/a, unde L

este o dimensiune caracteristică a cavității și a este viteza sunetului. Discuția principală va fi despre laserele cu gaz dinamic, deși laserele electrice și chimice CW vor fi discutate pe scurt.

O cavitate laser are o axă optică definită de oglinzi. Variațiile indicelui de refracție într-un plan normal la axa optică provoacă variații de fază la deschiderea de ieșire a laserului. Altfel spus, frontul de undă al fasciculului laser la deschiderea de ieșire este încrețit.

Variațiile indicelui de refracție pot fi rezultatul multor fenomene diferite, inclusiv următoarele: eliberarea de căldură în mediul laser datorită eficienței cuantice, undele generate de fluxul supersonic și distribuția spațială neuniformă a speciilor chimice.

Tsien și Beilock16 au scris o lucrare scurtă, dar importantă, despre eliberarea căldurii în fluxurile subsonice sau supersonice. Degajarea de căldură se datorează laserului. Pentru laserul C02, căldura provine din cauza relaxării nivelului de energie CO-100 la starea fundamentală. Fuhs17 a aplicat analiza Tsien și Beilock la laserul cu gaz dinamic. Figura 1 prezintă contururile densității fracționale datorate laserului într-o cavitate circulară. Pentru cazul ilustrat în Figura 1, valoarea maximă a lui $\Delta\rho/\rho$ este 0,006. Modificarea fracțională a indicelui de refracție, n, este

$\Delta\eta = \kappa \Delta\rho$ (1)

np

În ecuația (1), κ este constanta care relaționează densitatea masei cu indicele de refracție în relația Gladstone-Dale

n = 1 + κ £-

p0

Simbolul ρ_0 este o densitate de referință. Lungimea căii optice OPL este definită ca

(2)

DIRECȚIA DEBITULUI @ M=4

Figura 1. Contururi de densitate fracționată datorate eliberării de energie într-o cavitate circulară laser. Doar jumătatea superioară este afișată din cauza simetriei. Reproducere din referința 17.

fL

'n(x)dx

0

unde x este distanța de-a lungul razei, iar L este geometrica! lungimea traseului în cavitatea laserului. Distorsiunea traseului optic δ este diferența în OPL pentru două raze diferite

6 = OPL2 - OPL1

(4)

Raportul îndepărtat

intensitatea câmpului este dată de Strehl

2

= exp[- (2πδ /λ)]

rms

(5)

În ecuația (5), δ este valoarea rădăcină pătrată medie a lui δ peste diafragma, λ este intensitatea câmpului lungimii de undă când deschiderea

a radiației laser, iar Iθ este distanța

iluminare. Ecuațiile (1) Uto (5) pot fi utilizate pentru a estima distribuția importanței lui Δρ/ρ. Pentru cazul prezentat în Figura 1, <5rins este de 3 microni, λ microni, κ este 0,00025 și L este de 1 metru. Raportul Strehl pentru aceste valori

are perfectul unui particular este 10,6

0,7.

0

0

Lucrarea lui Biblarz și Fuhs18 a extins analiza lui Fuhs17 pentru a include influența cineticii pentru adăugarea de căldură. O verificare experimentală a fost obținută într-un laser dinamic gazos mare, prezentat schematic în Figura 2. Rezultatele testului sunt raportate în Fuhs, Biblarz, Cawthra și Campbell.19 Figura 3 arată densitatea fracțională calculată. Experimentele la poziția etichetată „Poziția fasciculului interierometru” din Figura 2 au arătat o concordanță excelentă între teorie și experiment.

COMBUSTOR

DUZĂ

IESIREA AVIONULUI

INTERFEROGRAMA LOCARE RAZA SONDA

PERETE LATERAL DE PRISE

OSCILATOR DE EXTRACȚIE A PUTERII

DUZE

CAVITATEA OPTICA

DIFUSOR

Figura 2. Schema laserului dinamic gazos utilizat în teste. Reproducere din referința 19.

Metoda.computațional dezvoltată de Fuhs17 a fost aplicată unui laser electric C09 cu flux subsonic în cavitate; vezi Biblarz și Fuhs.20 Valori foarte mari ale Δρ/ρ au fost găsite în studiu, indicând faptul că eliberarea de căldură provoacă o degradare gravă a calității fasciculului. Din fericire, distribuția Δρ/ρ și Δη/η este constantă, permițând corectarea optică a distorsiunii de fază.

DISTANŢA DE LA PLANUL DE IEŞIRE A DUZELOR ■ cm

Figura 3.

Graficul conturului izodensității al câmpului de densitate prezis Δρ/ρ în procente.

Reproducere din referința 19.

Calitatea fasciculului de la laserele chimice CW influențată de dinamica gazelor este discutată de Grohs și Emanuel.21 Gradienții mari de densitate apar datorită fibrelor de difuzie supersonică din cavitatea laserului.

Flux într-o cavitate laser pulsată

Comportamentul aero-optic al unei varietăți de lasere pulsate diferite a fost raportat în literatură. Pugh, Wallace, Jacob, Northam și Daugherty22 discută despre undele anodice și catodice într-un laser CO2 cu descărcare susținută inițiată de fascicul electronic. Cassady, Quimby și Pindroh23 discută despre laserul chimic pulsat folosind fie D2_F2, fie H2_F2" Reacțiile Gemicai sunt inițiate de un fascicul electronic. Culick2 "* oferă informațiile de fundal necesare în acus- tic. Culick25 discută undele care se propagă peste cavitatea într-un laser CO.Hogge și Crow26 prezintă o analiză a curățării undelor de la un laser excimer.

La laserele pulsate se aplică patru intervale de timp caracteristice. Două dintre intervale de timp se bazează pe aerodinamica laser, iar celelalte două sunt controlate de proiectarea laser. Timpul, τ. , pentru ca o undă acustică să treacă prin decalajul, £p, dintre anod și catod este

Tt = £P/a

(6)

unde £p este dimensiunea cavității laser în direcția de pompare și a este viteza sunetului, alte lungimi definesc dimensiunile cavității; acestea sunt lungimea în direcția optică, £_, direcția fluxului, £ . Timpul de curățare a undelor din cavitate este τ„. Durata impulsului laser este τ, iar timpul dintre impulsuri este tf. frecvența de tiție, PRF. Raportul τ /τ^ este d

Doi si C» uuiaLiuu ui the

Reciprocul este ciclul de lucru repetat impuls al laserului.

În mod evident, proiectantul laser vrea să facă τ << τ și τ, > τ . Durata impulsului laser este constrânsă de timpul de tranzit al undelor anodice sau catodice. PRF este constrâns de timpul de curățare a valului. Cititorul mai interesat de undele anodice sau catodice este referit la lucrările lui Pugh, et al.22 și Culick25. Penalizarea pentru încălcarea constrângerii τ << Tt este o calitate optică foarte slabă.

Curățarea undelor implică propagarea de-a lungul direcției curgerii. Viteza curgerii în cavitate este u, iar numărul de Mach este M. Factorul de spălare, F, este raportul dintre timpul dintre puși și timpul de rezidență al gazului în cavitate; F este dat de

F

UTf Maif

£f £f

(7)

Definiți E ca energia per unitate de volum și per impuls depusă în cavitatea laserului. Definiți n ca eficiența laserului în conversia energiei în fotoni. Produsul ηE este energia pe unitatea de volum și pe impuls extrasă din cavitatea laserului. Puterea laserului este dată de

P = £0£p£Fr1E/Tp

În teritoriile de factor de curgere și numărul Mach al cavității, puterea laserului este

P = £Qi,ppEa(L/F)

(8)

(9)

În ecuația (9) , terra M/F a fost pusă între paranteze pentru a sublinia că acest raport este o cantitate care poate fi controlată de

proiectantul laser. Evident, designerul laser vrea să facă M/F cât mai mare posibil.

Figura 4 prezintă diferitele unde care rezultă dintr-un puise laser. Reflexiile undelor de la granițele canalului termic sunt ignorate în această figură pentru a evita o diagramă prea complexă. Unurile verticale întrerupte sunt limitele cavității laser. Distanta

Conform tradiției, caracteristicile care se propagă spre dreapta se numesc unde P, iar caracteristicile care se propagă spre stânga sunt numite unde Q.13 Înainte de a declanșa laserul, undele Q care cuprind ventilatorul de expansiune trebuie să elibereze cavitatea. La alte viteze de curgere cu 1 cavitate, ventilatorul de expansiune Q-wave va curăța cavitatea înainte de curățarea canalului termic. În acest caz, factorul de spălare este determinat de convecția canalului termic. Ora de curățare este dată de

(10)

Tc a(l - M)

pentru M > 0,5 sau cu
τ c - κ aM (11)
pentru M < 0,5.Henee,the
flush factoris
F = M 1 - M (12)

pentru M > 0,5 și

Figura 4. Diagrama de unde în planul xt. Reproduce din F = 1,0(13)

Referința 26.

pentru M < 0,5. Valoarea maximă a raportului M/F apare la M = 0,5. La M = 0,5, timpii de curățare pentru puiseul termic și undele Q sunt egale.

Interesantă este temperatura din regiunea caldă termică atunci când presiunea s-a relaxat de la valoarea ridicată imediat după apă. Puseul de presiune este

Δρ _ ΔT p T

(14)

unde ΔT este creșterea temperaturii care are loc ca urmare a aportului de energie. Definiți e-, ca energia depusă pe unitatea de masă de gaz în cavitate, e» ca energie laser pe unitate de masă, e ca energie pe unitate de masă radiată acustic, eQ ca energia depusă inițial ca căldură în gaz și e, ca Căldura reziduală în gazul generator. Diferitele energii definite mai sus sunt legate de

ed e£ + ehO e£ + eh + er (15)

Energia radiateci departe acustic este data de

er = ~ (ed " e£> =eho(16>

Valoarea lui ΔT se obține din

ΔT = ehO/cv (17)

unde c este capacitatea termică specifică la volum constant. Căldura reziduală în gazul laser după ce undele acustice s-au deplasat din zona pușii termice este dată de

eh = ehO/Y (18)

Raportul capacităților termice este γ = c /c . Ecuațiile (15) la (18) sunt derivate și discutate de Hogge și Crow.26 pv

În figura 4, reflectarea undelor P în ventilatorul de expansiune de la marginea din dreapta a canalului termic a fost ignorată. De asemenea, reflectarea undelor Q de la marginea din stânga a pușii termice a fost ignorată. Pentru a estima puterea undelor reflectate și trans-K'itted, poate fi utilizată impedanța acustică, pa. Reflecțiile undelor de la impulsul termic anterior se pot propaga și în amonte. Folosind ecuația (18), se poate estima pa de ambele părți ale marginii canalului termic. Coeficienții de reflexie sunt dați în cărțile de azoustică; vezi, de exemplu, Morse.27

Analiza precedentă indică cerințele privind proiectarea laserului pulsat pentru a evita degradarea gravă a calității optice.

Aero-optică intrasistem

Ferestre aerodinamice

Cavitățile laser pentru laserele cu gaz dinamic funcționează la o presiune de aproximativ 100 Torr.19 Laserele chimice acționate de ardere funcționează cu câteva zeci de presiune Torr.* 2 * * * * * * * 10 Pentru a extrage fasciculul din laser, este necesară o fereastră. Necesar. În regiunea infraroșu, ferestrele care pot supraviețui intensității radiațiilor intense nu sunt disponibile. Materialul Ferestrele provoacă, de asemenea, distorsiuni optice din cauza încălzirii neuniforme. Pentru a evita dificultățile ferestrelor materiale, se folosesc ferestre aerodinamice. Una dintre primele discuții despre ferestre aerodinamice apare în Walsh, Fuhs și Tankin.28

Figura 5 prezintă trei tipuri de ferestre aerodinamice. Fiecare tip implică fie expansiune, fie unde de șoc sau o combinație.29 Luați în considerare liniile de curgere de pe fereastră; partea concavă a tubului de flux este pe partea de presiune inferioară. Ecuația momentului în coordonate naturale poate fi scrisă ca

2

Эp = pv (19)

Эп R

Gradientul de presiune este echilibrat de forța centrifugă din cauza curburii curburii.

R este raza de curbură a liniilor de curbură, n este coordonata normală la o linie de curbură și

v este viteza gazului.

O abordare alternativă mecanică fluidă a proiectării unei ferestre aerodinamice este utilizarea unui vortex liber.30 Ferestrele aerodinamice vortex liber pot fi operate subsonic.31

Performanța optică a ferestrelor aerodinamice prezentate în Figura 5 a fost discutată de Parmentier și Greenberg.29 Intensitatea câmpului îndepărtat este scăzută prin două mecanisme. O cauză a scăderii intensității câmpului îndepărtat este câmpul indicelui de refracție cauzat de unde. Cealaltă cauză de degradare a fasciculului laser este turbulența generată de straturile de forfecare. Pentru un raport de presiune de 10, adică presiunea ambiantă împărțită la presiunea din cavitate, degradarea intensității câmpului îndepărtat este 0,05 când raportul presiunii de șoc este 1,4. Diafragma este

10 cm, iar lungimea de undă este de 10 microni.29

Pentru degradarea intensității câmpului îndepărtat din cauza turbulenței, se utilizează relația de la Sutton32

$\Delta I/I\theta = 2<Án>2k2AL$ (20)

FEREASTRĂ DE EXPANSARE'

PRESIUNE ÎNALTĂ P' Pr

PLENUM

unde $\langle\Delta\eta\rangle$ este fluctuația rms a indicelui de refracție, Λ este scara integrală a turbulenței, L este grosimea stratului turbulent și κ este numărul de undă egal cu $2\pi/\lambda$. Valoarea lui $\langle\Delta\eta\rangle$ este dată de

$\langle\Delta\eta\rangle = 0{,}20\kappa\Delta\rho/\rho o$ (21)

unde $\Delta\rho$ este diferența de densitate de-a lungul stratului de forfecare turbulent și pQ este densitatea de referință. Vezi ecuația (2) pentru $\rho\theta$ și k.

Să presupunem că L este aproximativ 0,1D, unde D este dimensiunea deschiderii. În plus, să presupunem că Λ este 0,01D sau 0,1L. O expresie aproximativă „pentru $\Delta I/I\theta$ este

PRESIUNE SCĂZUTĂ

c)   PP|

(CAVITATEA LASER)

— 4   9

$\Delta I/I\theta$ = 8 X 10 (KkDAp/pQ)   (22)

unde $\kappa = 2\pi/\lambda$. Ecuația (22) a fost derivată de Parmentier și Greenberg.29 Degradarea în intensitatea câmpului îndepărtat crește pe măsură ce dimensiunea deschiderii este pătrată și invers ca pătratul lungimii de undă. Henee, un laser DF Chemical este de aproximativ -10 ori mai sensibil la un strat de forfecare turbulent decât un CO^ GDL.

Pe măsură ce tehnologia Windows-ului aerodinamic avansează, ideile inovatoare sunt încorporate. Avidor31 folosește două fluxuri de gaz cu indice de refracție potrivit pentru a reduce efectul turbulenței. Hertzberg33 propune mai multe fluxuri de gaz în fereastra aerodinamică care sunt controlate astfel încât să producă un sistem de optică adaptivă.

Flux în conducte pentru fascicule laser

Dispozitivul laser care generează fotoni este separat de indicatorul laser și laser Figura 5. Trei tipuri de aerotelescop supersonic de o distanță care depinde de Windows supra-dinamic. Aranjament reprodus. Raza laser este condusă de la Referința 29. punct la punct prin conducte. Un motiv pentru a folosi

conductele este siguranța. Un alt motiv pentru a folosi conducte este acela de a permite controlul gazelor dintre oglinzile de transfer. Înflorirea termică în cadrul opticii intrasistemului poate fi evitată.

O altă situație pentru care sunt utilizate conducte apare între etapele unui laser cu mai multe etape. De exemplu, un GDL în două etape are două căi de curgere distincte cuplate împreună optic. Între cele două cavități se folosește o conductă. Pentru a preveni acumularea de gaz fierbinte care se scurge în conductă între etape, poate fi utilizat un gaz de purjare.

Performanța optică a conductelor și a gazelor închise trebuie evaluată. Gazul din conducte ar putea fi heliu care are o valoare de κ aproximativ 0,10 cea a aerului. Un alt gaz folosit în conducte este azotul uscat. Canalele interstage au fost investigate de Golobrick și Quick.31*

Aero-optică dominată de platformă

De la inventarea GDL în urmă cu aproape două decenii, serviciile militare au studiat rolul laserului în aproape fiecare misiune și scenariu posibil. Platforma pe care este montat laserul are o influență importantă asupra eficienței generale a sistemului laser. Deși Marina a investigat laserele pe nave, iar Armata a studiat laserele pe tancuri și alte platforme mobile terestre, aceste platforme nu sunt discutate aici. Accentul în această lucrare este pus pe sistemele laser montate pe aeronave.

Flux invizibil peste turnulele laser

Amplasarea turelei laser pe aeronavă depinde de misiunea sistemului laser; adică, laserul trebuie să îndrepte în sus, în jos sau în lateral? Turela laser va experimenta alte condiții de curgere decât cele de curgere liberă; diferențele dintre condițiile locale de curgere față de condițiile de curgere liberă pot fi denumite interferență aerodinamică.

Pe o aeronavă cu un raport mare de finețe, care este raportul dintre lungimea aeronavei și diametrul fuzelajului, L/D, turela poate fi amplasată într-o poziție în care fluxul locai este în esență cel al fluxului liber. Rapoartele de finețe pentru mai multe fuselaje de aeronave sunt următoarele: Boeing 720-320, 10; Caravellă franceză, 10,4; Boeing 747SP, 6; şi DC-10, 8,6. Analiza lui Fuhs și Fuhs35 indică faptul că pentru $L/D > 6$, fluxul peste mijlocul fuselajului este în esență flux liber. Amploarea fuzelajului cu flux liber depinde de L/D. Definiți o lungime nedimensională $Z = X/L$, unde X este distanța de-a lungul unui fuzelaj de lungime L. Pentru diferite L/D, intervalul lui Z care are curgere liberă este după cum urmează: $L/D = 6$, $0,45 < Z < 0,55$; $L/D = 8$, $0,35 < Z < 0,65$; şi $L/D = 10$, $0,25 < Z < 0,75$. Turelele pot fi clasificate ca turnulețe contondente sau cu perturbații mici. Atunci când orice parte a turelei are o pantă mai mare de aproximativ 30°, turela este clasificată ca turelă contonată. Figura 6 prezintă modelele analitice adecvate pentru diferite regiuni într-un plan de pantă număr Mach-corp. EFGH definește regiunea în care este necesară soluția ecuațiilor de curgere cu corp contondent, neliniare. Linia GH, care definește numărul critic Mach, este

se arată întreruptă; numărul critic de Mach este o funcție de forma turelei. În regiunea EFGH, tehnica Janzen-Rayleigh este cea mai utilă.

Liniile verticale 1, 2, 3 și 4 apar în Figura 6. Aceste linii reprezintă limita superioară de aplicabilitate a soluțiilor de ordinul întâi, al doilea, al treilea și al patrulea atunci când este utilizată tehnica Janzen-Rayleigh.

Fluxul cu regiunea ABCD poate fi descris cu suficientă acuratețe folosind ecuații de perturbații mici liniarizate. Linia CD reprezintă numărul critic Mach. Regiunea CDJ, care seamănă cu un triunghi inversat, necesită soluția ecuației fluxului neliniar, cu perturbații mici, transonice, potențiale.

PANTA MAXIMĂ A CORPULUI

Figura 6. Regiuni ale numărului Freestream Mach pentru aplicarea diferitelor modele analitice. Reproducere din referința 35.

Ca exemplu de turelă tocită, soluția Janzen-Rayleigh de ordinul doi a fost obținută pentru o emisferă pe un plan infinit; vezi Rayleigh.36 Geometria este prezentată în figura 7. Grinda este ridicată la un unghi de θ'. Raportul dintre diametrul turelei și diametrul fasciculului laser este 4. Contururile distorsiunii constante de fază au fost

calculate în funcție de a și R'; consultați Figura 7. Distorsiunea de fază este determinată prin evaluarea ecuațiilor (1) te (4) . Valoarea indicelui de refracție în funcție de distanța de-a lungul unei raze este calculată din câmpul de curgere Janzen-Rayleigh.

Rezultatele tipice sunt prezentate în Figura 8 pentru o elevație a fasciculului de 18°. Pentru a evita valorile zecimale incomode, distorsiunea de fază este înmulțită cu 100. Henee, 250 din grafice este de 2,5 lungimi de undă; o valoare de 20 este de 0,2 lungimi de undă. Condițiile pentru calcule sunt următoarele: diametrul fasciculului, 0,4572 metru; diametrul turelei, 1,8288 metri; numărul Mach al zborului, 0,587; lungime de undă, 3,8 microni; constanta Gladstone-Dale, κ, 0,0002; altitudine, niveluri maritime; și raportul capacităților termice, 1,4. Distorsiunea este o combinație de înclinare, focalizare pozitivă, astigmatism și comă.

Scalarea distorsiunii de fază este de interes. Să presupunem că numărul Mach de zbor, raportul dintre diametrul fasciculului și diametrul turelei și unghiul de elevație, 0', sunt fixe. Distorsiunea de fază, P, este dată de

P_2 _ λ_1 P_2 R_2 K_2

P_1 λ_2 P_1 R_1 K_1

(23)

unde λ este lungimea de undă a radiației laser, p este raza și κ este constanta Gladstone-Dale. Titatea δ/λ, unde δ este definită de ecuația (4).

densitatea de masă a aerului înconjurător, R este distorsiunea de fază a turelei este o măsură nedimensională

Figura 7. Geometria calculelor distorsiunii de fază cu laser emisferic, din Referința 35.

Calculele au fost efectuate ale câmpului de curgere pe o turelă laser cu perturbații mici. Figura 9 ilustrează forma turelei folosită ca referință. Calculele sunt raportate de Vanderplaats, Fuhs și Blaisdell.37 La o dată viitoare când știința a creat capacitatea de a face ferestre laser mari, s-ar putea instala un laser așa cum se arată în Figura 10. Calculele raportate de Vanderplaats și colab. ,37 sunt imediat utile pentru configurațiile sistemului de indicare a heliostatului sau a coelostatului.

Ca și mai înainte, a fost calculată distorsiunea de fază, δ sau P, care este δ/λ. În plus, turela

forma a fost variată pentru a reduce distorsiunea optică pentru mai multe direcții de îndreptare. Forma optimizată a turelei pentru distorsiunea subsonică a fost redusă cu 13% pentru

Vezi Vanderplaats, et al.37

turelă folosită pentru Reproduced

debitul este prezentat în Figura 11. Cazul subsonic de fază generală și cu 42 la sută pentru cazul supersonic.

Otten și Gilbert38 raportează măsurători experimentale ale distorsiunii de fază din cauza fluxului neviscid pe un model la scară 0,3 al ansamblului de turelă Airborne Laser Laboratory, ALL. Rezultatele sunt comparate cu calculele lui Wolters.39 Mărimea variației de fază se compară favorabil; cu toate acestea, formele curbelor de-a lungul deschiderii sunt diferite. Se poate explica diferența în distribuția fazelor recunoscând diferența în geometriile turelei pentru experiment și analiză. De altfel, calculele lui Wolters39 au fost în acord cu rezultatele calculate ale lui Fuhs și Fuhs3 * 5.

Fenomene de curgere vâscoasă care duc la distorsiuni optice

Spre deosebire de curgerea neviscidă peste turnulele laser, fluxul vâscos are multe fațete diferite. Conferința NASA Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft are mai multe lucrări relevante. în special

lar, articolele lui Buell40, Verhoff41, Figura 8. Contururi de fază constantă

Sutton42, Otten43, Gilbert44, Kelsall45, deplasare pentru θ' = 18°. Grinda

Rose și Otten46, Walterick și VanKuren47, centru este referința.

și McDermott și VanKuren48 ar trebui să fie con- Reprodus din Referința 35.

sultat de cititorul interesat. Această subsecțiune va prezenta o scurtă descriere a relației dintre turbulență și distorsiune optică.

Tipuri de fenomene de curgere vâscoasă. Vâscozitatea domină și determină, cel puțin parțial, caracteristicile brute ale mai multor tipuri diferite de curgere. Acestea includ straturi limită, straturi de forfecare, cavități porturi deschise, trezuri și unde de șoc. Deși nu este un flux de aceeași natură cu cele enumerate mai sus, ar trebui incluse și evacuarea motoarelor cu reacție; evacuarile pot

au un efect nociv ro

propagarea fasciculului. La vitezele și scalele geometrice implicate cu aeronavele, fluxurile viscoase duc la turbulențe. Există o vastă literatură1* 9 —6 4 despre propagarea undelor electromagnetice printr-un mediu turbulent.

Straturile limită înconjoară suprafețele aeronavei. Stratul limită de pe muchiile anterioare și suprafețele înainte este laminar, tranziția care are loc la un număr Reynolds critic. Separarea fluxului duce la straturi de forfecare sau trezuri. Straturile de forfecare separă două regiuni de curgere cu viteze de curgere diferite.

Datorită iradierii extrem de ridicate a fasciculului laser,

turela poate avea un deschis

Figura 9. Turelă laser în formă de cosinus folosită ca referință. port. Windows nu sunt disponibile-Peprodus de la Referința 37. capabil care poate supraviețui înalt

iradiere. Interiorul turelei este o cavitate în care există un flux instabil, turbulent.

10.

Referința 37.

Conceptul artistic al unei turele laser avansate. Reproduce din

a unui șoc reflectat, a separat

există.

De asemenea, în aval

Trezile sunt turbulente și afectează negativ propagarea. Atunci când selectați o locație pentru o turelă laser, orice locație în interiorul sau în apropierea unui val trebuie evitată.

Undele de șoc creează modificări mari ale densității și ale indicelui de refracție. Undele de șoc care provin sau se reflectă din straturile limită creează turbulențe intense.

În funcție de condiții, poate apărea un punct triplu în reflectarea unui șoc oblic. În aval de punctul triplu, poate apărea regiunea curgerii de forfecare.

În raport cu localizarea undelor de șoc, pot fi identificate două cazuri. Într-un caz, fasciculul laser se propagă printr-o regiune perturbată de o undă de șoc. În celălalt caz, unda de șoc provine sau se reflectă în apropierea deschiderii turelei. Cel din urmă caz provoacă o dificultate mai mare cu distorsiunea optică. Analiza pentru ferestre aerodinamice este utilă pentru al doilea caz.29

Straturi limită turbulente. Stratul limită poate avea originea pe suprafețele aeronavei aflate mult în amonte de deschidere. Dacă acesta este cazul, atunci stratul limită va fi gros. Când turela laser iese în flux, stratul limită poate începe pe turelă însăși. În acest caz, stratul limită este subțire. Se poate afirma fără echivoc că, cu cât stratul limită este mai subțire, cu atât influența negativă asupra calității fasciculului este mai mică.

Pe lângă distanța pe care a parcurs-o stratul limită, alți factori influențează stratul limită. Numărul Mach caracterizează efectele de compresibilitate. La numere Mach mai mari, stratul limită tinde să crească în grosime. Curbura peretelui, care este de obicei însoțită de gradienți de presiune, are o influență asupra grosimii stratului limită și asupra profilului de viteză. Când peretele este concav cu fluxul extern, pot apărea vórtices Gortler.” Răcirea sau încălzirea pot modifica proprietățile stratului limită. De fapt, răcirea poate fi o abordare a controlului debitului. Rugozitatea suprafeței poate amplifica intensificări turbulente.

Figura 11. Turelă laser optimizată pentru flux subsonic. Mœ = 0,5. Reproducere din referința 37.

deschidere sau imediat în amonte de deschidere, sever

Rugozitatea suprafeței se poate datora capetelor de nituri, îmbinărilor structurale, insectelor care au uns suprafața etc.

Gradienții de presiune au fost menționați mai devreme. Un gradient în care presiunea crește în direcția curgerii este denumit gradient advers. În schimb, un gradient cu o presiune în scădere în direcția curgerii este un gradient favorabil. Gradienții negativi de presiune conduc la separarea fluxului, precum și la straturi limită mai groase. Gradienții de presiune favorabili întârzie tranziția de la fluxul laminar la cel turbulent. Gradienții de presiune favorabili tind să producă straturi limită mai subțiri. Un strat limită într-un gradient de presiune favorabil se separă rar.

Unda de șoc, interacțiunea stratului limită a fost menționată. Dacă interacțiunea are loc la nivelul fasciculului, este probabilă degradarea.

Pentru straturile limită turbulente incompresibile, grosimea, <5, este dată de Referința 6 5

- = 0,37 Re "θ'2

X X

(24)

Conform ecuației (24), δ crește pe măsură ce x la + 0,8 putere. Pentru un strat limită laminar, compresibil, grosimea este dată de Referința 66

δ = C1Rex0,5[l + C2 1 M2] (25)

unde și sunt constante. Straturile limită compresibile turbulente prezintă tendințe similare cu creșterea numărului Mach.

Un strat limită în flux compresibil are un gradient de temperatură peste stratul limită. Gradientul de temperatură se datorează disipării

vâscoase. O cantitate cunoscută ca factorul de recuperare r este definită pentru un perete adiabatic; r este

T - T

r = T'W - T°° = Pr (26)

O œ

Temperatura peretelui este T , temperatura aerului la marginea exterioară a stratului limită este Tæ, iar temperatura de stagnare este T . Ecuația (26) arată r egal cu numărul Prandtl, Pr. Un număr Prandtl efectiv poate fi definit pentru un strat limită turbulent și va avea o valoare aproape de unitate. Henee, temperatura peretelui va fi egală cu temperatura de stagnare când Pr = 1,0.

Fluctuațiile densității iras în stratul limită turbulent sunt legate de diferența de densitate la perete, p , și la marginea stratului limită, p . Potrivit lui Sutton32 w

prms 2 °·1 (Peo - Pw) C27)

pentru straturi limită cu flux extern supersonic. Pentru straturile limită subsonice, constanta este mai mare decât 0,1 prezentată în ecuația (27). Densitatea la perete este dată de

Caca

pw „ RT~ (28)

W

Fluctuația rms a indicelui de refracție este legată de densitate prin

η ρ

rms _ 'rms

n K ~ (29)

unde κ este constanta din ecuația (2).

Un coeficient de atenuare, a, poate fi definit pentru propagarea printr-un lighean al unui mediu turbulent. Raportul de intensitate este

I _ -αδ

Io ~ e (30)

unde grosimea stratului este δ, iar I este intensitatea fasciculului care intră în strat. Atenuarea se datorează împrăștierii stratului limită turbulent. Sutton32 oferă o formulă pentru a după cum urmează:

A

2 2

2kn Λ rms

(31)

unde k este numărul de undă egal cu 2π/λ și Λ este macroscala turbulenței. Macroscala se obține din

У C(r)dr

0

unde C(r) este funcția de corelație pentru indicele de refracție într-un mediu turbulent izotropic. Funcția de corelare este dată de

O CO

Γ 2

J An(r + R)An(r)4ïïR dR

z. CO

/ [An(R)] 24rR2dR

0

unde Δη este abaterea de la medie, n,

¿n = n(r) - n

(32)

(33)

(34)

Sutton32 raportează valori ale scalei de turbulență egale cu aproximativ O.lô; adică, scara turbulenței este de aproximativ 1/10 din grosimea stratului limită.

Pentru propagarea prin straturi limită turbulente apar mai multe lungimi caracteristice după cum urmează: Λ, macroscala de turbulență; δ, grosimea stratului limită; D, deschidere pentru fascicul laser; și λ, lungimea de undă a radiației laser. Multe regiuni pentru propagarea turbulentă pot fi caracterizate prin scalele de lungime împreună cu numărul de extincție αδ.

Propagarea la scară printr-un strat limită turbulent de grosime fixă. Doi parametri pot fi utilizați pentru a caracteriza degradarea calității fasciculului din cauza turbulenței. Una este scăderea

intensității, wați/cm , pe axa fasciculului în câmpul îndepărtat. Pentru valori mari ale lui D/Λ, ecuația (30) oferă un mijloc de a calcula I/Iθ. Al doilea parametru este unghiul de jumătate de intensitate pentru fascicul. Unghiul de jumătate de intensitate, Oj, definește un cor cu un unghi de vârf egal cu 0^. Pe suprafața corului, intensitatea este jumătate din intensitatea maximă.

Figura 12 prezintă unghiul de jumătate de intensitate în funcție de raportul D/Λ. Ordonata este variabila 0^/(1.129A/D). Variabila compară unghiul de jumătate de intensitate pentru fasciculul împrăștiat cu unghiul de jumătate de intensitate pentru un fascicul limitat de difracție.

Luați în considerare un fascicul laser CO_ la 10,6 microni dintr-o oglindă D = 60 cm. Să presupunem că grosimea stratului limită, δ, este de 10 cm, iar scara macro, Λ, este de 1 cm. Pentru^M = 1,5 debit cu număr Prandtl turbulent de unitate și pæ =? 1 atmosferă, Pœ = 1,23 kg/mJ , și Tœ = 290 K, valorile lui p și Prmș sunt 0,848 kg/nr și 0,038 kg/m3. Folosind κ = 2,4 x 10-4, valoarea lui n /n este 7Y44 x 10“°. Coeficientul de extincție, care este calculat folosind ecuația (31), este de 0,39 pe metru. Numărul de extincție, αδ, este 0,039, iar D/Λ este 60. Punctul corespunzător poate fi reprezentat grafic în Figura 12, dând θ^/(1,129A/D) aproape pe linia punctată.

Luați în considerare acum un laser cu iod la 1,315 microni cu o turelă pentru care D/λ = S-^ a fost menținut constant. Henee D = 7,44 cm; de asemenea, D/Λ este 7,44. Coeficientul de extincție crește la

?

a = (0,39) (8,06)   = 25,34

RAPPORTUL DIALOGULUI TO DIMENSIUNEA SCARĂ INTEGRALĂ, D/Λ

Figura 12. Unghiul de difracţie pentru care. intensitatea este jumătate din valoarea maximă. Reproducere din referința 32.

iar numărul de extincție este 2,53. Punctul laserului rodină poate fi reprezentat în figura

12, dând un parametru de jumătate de unghi de aproximativ 0,6. Creșterea jumătății de unghi este de aproximativ 20 la sută.

Pentru un strat limită turbulent mai gros cu δ = 20 cm, rezultatele sunt mai dramatice așa cum se arată în Tabelul 1. Parametrul de jumătate de unghi crește de la 0,48 la 1,2, care este un factor de 2,5.

Trebuie subliniat că ecuația (30) nu se aplică atunci când D/Λ este mai mic decât aproximativ 10. Atenuarea este mai mică decât cea prezisă de ecuația (30) când D/Λ < 10.

Propagarea la scară printr-un strat limită turbulent scalat. Această subsubsecțiune discută cazul în care stratul limită turbulent își are

originea pe turela laser în loc de suprafața unei aeronave. Din ecuația (24), raportul dintre grosimile straturilor limită este

δ2/δι //\0·θ/T /τ ï°·θ = (x2/x1)= (L2/L^)(35)
Mai mult, raportul dintre macroscalele de turbu-
lence este
Λ2/Λ1 (36)

Tabelul 1. Modificarea semiunghiului cu modificarea lungimii de undă

lungime de undă, λ, microni	10,61,315
grosimea stratului limită, ô, cm	2020
macroscale, Λ, cm	22
coeficientul de stingere, a, pe metru	0,7850,67
numărul de extincție, αδ	0,15610,13
raport, D/Λ	303,72
raport, D/λ	56,60356,603
Număr Mach, M	1.51.5
presiune, pa, atmosferă	11
densitate, pra, kg/m^	1.231.23
temperatura, Tœ, °K	290290

Numărul de extincție se scalează ca

= (L1/L2)2(L2/L1)0·8 = (L^L,)1·2

Ecuația (37) presupune că nu este modificată. Raportul D/Λ scala ca

D/Λ)л П РП 7

07Â)f = (l2/L1) (Л1/л2) = (l2/L1) (l1/l2)0·8 = (l2/L1)°·2

(37)

(38)

Folosind ecuațiile (37) și (38) împreună cu datele din Tabelul 1, se găsesc următoarele valori pentru λ = 1,315 microni: D/Λ = 19,8 și αδ = 1,89. Trasarea punctelor anterioare din Figura 12 produce un 0^ cu aproximativ 8 procente mai mare. Impactul λ redus este mult mai mic atunci când stratul limită își are originea pe turelă.

Controlul debitului

Luați în considerare geometria turelei laser și a carenului prezentate în Figura 13. Merritt și Sher67 discută efectele vibrațiilor aerodinamice asociate cu geometria din Figura 13. Separarea curgerii are loc pe turelă creând o regiune de turbulență foarte intensă la joncțiunea turelă/poapă.

O metodă de control al fluxului care elimină regiunea turbulentă a fost investigată de Schonberger, Fuhs și Mandigo.6® Tehnica modifică net turela; metoda foloseste aspiratia direct prin caren. Metoda

produce un flux complet repaus și eliminează separarea fluxului. Atât jitter-ul, cât și propagarea ar trebui îmbunătățite semnificativ. Figura 14 prezintă aparatul de testare instalat în tunelul subsonic de vânt subsonic de 5x5 picioare Școala Navală Postuniversitară. Figura 15 prezintă smocuri de pe turelă fără și cu control al debitului. Măsurători de presiune pe suprafața turelei

verificați dacă regiunea de separare a fluxului a fost eliminată.

Propagarea externă

Odată ce fotonii au fost lansați de pe platforma laser, trebuie luată în considerare propagarea prin atmosferă. Propagarea externă poate implica următoarele fenomene: difracție, turbulență, absorbție, împrăștiere, mișcare platformă, mișcare tracker, înflorire termică, răcire cinetică și defecțiune electrică. Aici se va discuta doar despre înflorirea termică.

? există o vastă literatură pe tema înfloririi termice. Hayes, Ulrich și Aitken69 studiază propagarea radiației de 10,6 microni. Wallace și Camac7° investighează efectele absorbției asupra radiației laser CO2. Gebhardt și Smith71 verifică că există răcirea cinetică; răcirea cinetică este un fenomen invers de înflorire termică. Sica72 discută și răcirea cinetică. O lucrare timpurie despre înflorirea termică este de Sica și

PLACA METALICA CU FANT PENTRU SURGEREA STRATULUI LIMITAR AL FUZELAJULUI

PUIUL TÂRGULUI

PATRU PRIMI PENTRU CONDUCTELE DE ASPIRARE

PLACA DE DESPARTARE A NASULUI CARENAJ

ETAJA TUNELULUI DE VENT

PLENUL PENTRU SURGERIA STRATULUI BUNDA FUZEJULUI

VALVĂ FLUTURE PENTRU

VALVĂ FLUTURE DE DEFINIȚIE DE FUZELAJ PENTRU CONDUCȚĂ DE ASPIRARE
A CARENAȚII DE SUTARE A STRATULUI

Figura 14. Instalarea aparatelor în tunelul de vânt arătând turela, piesa de protecție a carenului, carenajul, scurgerea stratului limită al fuzelajului, conductele de aspirație și suflantul. Reproducere din referința 68.

SUPPA DE CONTROL DE DEBIT

(a) Tunelul de vânt activat; controlul debitului oprit.

(b) Tunelul de vânt activat; controlul debitului activat.

Figura 15.

Demonstrarea eficacității controlului fluxului. Reproducere din referința 68.

McLean.73 Livingston71* discută despre înflorirea termică în cadrul opticii geometrice. Într-o serie de rapoarte ale Laboratorului de Cercetare Navală7 5-8 2, cercetătorii examinează înflorirea termică, precum și alte fenomene de propagare. Air Force Weapons Laboratory a raportat despre înflorirea termică într-o serie de lucrări și rapoarte.83-88 O serie de lucrări despre propagarea atmosferică, inclusiv înflorirea termică, au fost publicate de Fleck, Morris și Feit.89-91. un domeniu activ de cercetare; amploarea înfloririi termice datorată unui vânt relativ transonic este mărită. Lucrările despre înflorirea termică transsonică includ Ellinwood și Miréis92; Brown, Berger, Gebhardt și Smith93; Munn99 ; Landshoff95 ; şi Carey şi Fuhs96. Două articole recente de sondaj au fost scrise de Gebhardt9 7 și Smith98.

Folosind teoria dezvoltată de Tsien și Beilock16,' Fuhs9 9 a descris înflorirea termică datorată vitezei subsonice sau supersonice printr-un fascicul laser. Fuhs, Carey, Biblarz și Burden discută despre înflorirea termică, așa cum se produce în grinzile înclinate rapid.1 ° °-1o*

Figura 16 ilustrează regimurile de curgere de-a lungul unui fascicul laser care este înclinat. Rețineți că undele sunt create în atmosferă. Deoarece perturbarea temperaturii, $\Delta T/T$, este foarte mică în intervalul 0,001 până la 0,0001, undele sunt slabe.

Perturbațiile de densitate datorate înfloririi termice care apar în regimurile de flux subsonic, transonic și supersonic sunt prezentate în Figura 17. Rețineți că, pe măsură ce intervalul crește, fasciculul cauzează și experimentează perturbațiile de densitate prezentate în Figura 17.

Figura 16. Regimuri de flux subsonic, transonic și supersonic de-a lungul unui fascicul laser înclinat. Reproducere din referința 99.

Ca) Contururi de izodensitate pentru sursa Gaussiană, vânt Mach 0,875. Reproducere din referința 89.

(b) Contururi de izodensitate pentru sursa Gaussiană, vânt Mach 1.000. Reproducere din referința 96.

-100 -50050100

X –unități arbitrare

(c) Contururi de izodensitate pentru sursa Gaussiană, vânt Mach 1,5. Reproducere din referința 89.

Figura 17. Perturbarea densității datorată înfloririi termice la diferite numere de Mach.

Concluzii si comentarii

Aerooptica ca domeniu tehnic interdisciplinar a atins un nivel de maturitate adecvat pentru două decenii de cercetare foarte activă. Fizicienii cu o specialitate în optică și-au extins cunoștințele despre aerodinamică dincolo de simpla definiție a numărului Mach. Aerodinamiștii au dobândit o înțelegere a zonelor Fresnel, a indicelui de refracție, a coerenței etc. Lucrătorii din domeniul aero-opticii au fost motivați de dorința de a construi un sistem laser de înaltă energie.

Aero-optica joacă un rol important într-un sistem laser care se extinde de la generarea de fotoni în cavitatea laserului, transferul printr-o fereastră aerodinamică, transferul continuu de fotoni de către optica intrasistem, lansarea fasciculului laser de către un pointer-tracker găzduit

într-o turelă laser și propagarea prin atmosfera ambientală până la interacțiunea cu ținta. Interacțiunea dintre aerodinamică și radiația laser la fiecare stație de-a lungul fasciculului are potențialul de a degrada grav calitatea fasciculului. Interacțiunile au fost investigate analitic și experimental, astfel încât să existe o bază de date fermă.

Referințe

1. Gerry, ET, „Gas Dynamic Lasers”, IEEE Spectrum, Voi. 7, p. 51-58, noiembrie 1970.

2. Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Proceedings 2121, aprilie 1980.

3. Willmarth, WW, „Pressure Fluctuations Beneath Turbulent Boundary Layers”, Annual Reviews of Fluid Mechanics, editat de M. VanDyke, WG Vincent și JV Wehausen, Voi. 7, 1975.

4. Toth, RC, „Războiul în spațiu”, Science 80, voi. 1, p. 74-80, septembrie/octombrie, 1980.

5. Wright, WE, „Charged Partide Beam Weapons: Should We? Could We?” Procesele Institutului Naval, Voi. 105, p. 28-35, noiembrie 1979.

6. Christiansen, WH, DA Russell și A. Hertzberg, „Flow Lasers”, Annual Review of Fluid Mechanics, Voi. 7, 1975.

7. Gross, RWF și JF Bott, editori, Handbook of Chemical Lasers, Wiley, New York, 1976.

8. Ginoux, JJ, Editor, Supersonic Ejectors, AGARDograf Nr. 163, AGARD, NATO, noiembrie 1972.

9. Habel, PG, A Study of Boundary Layer and Mass Bleed in a Short Length Supersonic Diffuser for a Gas Dynamic Laser, Teză de master, Școala Postuniversitară Navală, martie 1976.

10. Warren, WR, Jr., „Chemical Lasers”, Astronautics and Aeronautics, Voi. 13, p. 36-49, 1975.

11. Fuhs, AE, High Energy Laser System Design, Note de clasă pentru AE4706, Școala Postuniversitară Navală, 1981.

12. Fiebig, M., Editor, Gasdynamic and Chemical Lasers, DFVR-Press, Koln-Porz, Germania, 1976.

13. Shapiro, AH, The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Flow, Ronald Press, New York, 1953.

14. Anderson, JD, Jr., Gasdynamic Lasers: An Introduction, Academie Press, New York, 1976.

15. Donoghue, DR, O analiză experimentală a unei unde de șoc cilindrice pentru utilizare într-un laser de dinamică a gazelor cilindrice, teză de master, școala postuniversitară navală, iunie,

1975.

16. Tsien, HS și M. Beilock, „Heat Source in a Uniform Flow”, Journal of Aeronautica! Științe, voi. 16, p. 756, 1949.

17. Fuhs, AE, „Density Inhomogeneity in a Laser Cavity due to Energy Release”, AIAA J., Voi. 11, p. 347-375, 1973.

18. Biblarz, 0., și AE Fuhs, „Laser Cavity Density Changes with Kinetics of Energy Release”, AIAA J., Voi. 12, p. 1083-1089, 1974.

19. Fuhs, AE, O. Biblarz, JK Cawthra și JL Campbell, „Verificarea experimentală a neomogenității densității datorită laserului într-un laser dinamic al gazului”, Applied Physics Letters, voi. 24, p. 132-134, 1974.

20. Biblarz, O., și AE Fuhs, „Laser Internai Aerodynamics and Beam Quality,” Developments in Laser Technology - II, Vol. 41, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, pp. 59-70, 1973.

21. Grohs, G. și G. Emanuel, „Gaz Dynamics of Supersonic Mixing Lasers”, capitolul 5, Manualul laserelor chimice, editat de RWF Gross și JF Bott, Wiley, New York,

1976.

22. Pugh, ER, J. Wallace, JH Jacob, DB Northam și JD Daugherty, „Optical Quality of Pulsed Electron-Beam Sustained Lasers”, Applied Optics, Voi. 13, p. 2512-2517,

1974.

23. Cassady, PE, DC Quimby și AL Pindroh, Evaluation of Electrical Initiation Methods for Pulsed DF Chemical Lasers, AFWL-TR-79-210, august 1980.

24. Culick, FEC, „Acoustics and Small Amplitude Transient Waves in Lasers”, Lectura 8A, Curs scurt de aerodinamică cu laser, prezentat la Air Force Weapons Laboratory, Kirtland AFB, NM, 11-22 aprilie 1977.

25. Culick, FEC, PI Shen și WS Griffin, „Unde acustice și încălzire datorită transferului de energie moleculară într-un laser CO cu descărcare electrică”, IEEE J. Quantum Electronics, voi. QE-12, nr. 10, pp. 566-574, octombrie 1976.

26. Hogge, HD, și SC Crow, „Flow and Acoustics in Pulsed Excimer Lasers,” Paper II-4, AIAA Conférence on Fluid Dynamics of High Power Lasers, Cambridge, MA, 31 oct.-2 noiembrie 1978.

27. Morse, PM, Vibration and Sound, Ediția a doua, McGraw-Hill Book Co., 1948.

28. Walsh, JL, AE Fuhs și R. Tankin, Cycle Analysis of Gas High Power Lasers, Institute for Defense Analyses, Research Paper P-404, februarie 1968.

29. Parmentier, EM, and RA Greenberg, „Supersonic Flow Z^erodynamic Windows for High-Power Lasers”, AIAA J., Voi. 11, p. 943-949, 1973.

30. Guile, RN și WE Hilding, „Investigation of a Free-Vortex Aerodynamic Window”, AIAA Paper 75-122, 1975.

31. Avidor, JM, „Improved Free-Vortex, Subsonic Aerodynamic Window”, AIAA J.,

Vol. 17, p. 1267-1268, 1979. ------

32. Sutton, GW, „Efectul fluctuaţiilor turbulente într-un mediu fluid optic activ”, AIAA J., Voi. 7, p. 1737-1743, 1969.

33. Hertzberg, A., „Laserele cu gaz de mare putere: aplicații și dezvoltări viitoare”, Journal of Energy, voi. 1, p. 331-346, 1977.

34. Golobrick, RA și DH Quick, „An Experimental Investigation of the Flow in an Interstage Connecting Duct for Use in a High-Power Gas Dynamic Laser,” Gas Chromotography Studies, FJSRL Report, SRL-TR-74-0016, USAF Academy, Colorado Springs, CO, august 1974.

35. Fuhs, AE și SE Fuhs, „Optical Phase Distortion Due to Compressible Flow over Laser Turrets,” Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Proceedings 2121, pp. 287-325, aprilie, 1980.

36. Rayleigh, Lord, „Despre fluxul fluidului compresibil dincolo de un obstacol”, The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal, a șasea serie, vol. 32"^ Nr. 18 7, iulie 1916.

37. Vanderplaats, GN, AE Fuhs și GA Blaisdell, „Optimized Laser Turrets for Minimum Phase Distortion,” Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Proceedings 2121, pp. 339-339-3. 1980.

38. Otten, LJ și K. Gilbert, „Inviscid Flow Field Effects: Experimental Results”, Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Proceedings 2121, pp. 327-337, aprilie 1980.

39. Wolters, DJ, Aerodynamic Effects of Airborne Optical Systems,” McDonnell Douglas Report MDC A2582, 1973.

40. Buell, DA, „OverView of 6-X 6-Foot Wind Tunnel Aero-Optics Tests,” Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Publication 2121, pp. 35-44, April, 1980.

41. Verhoff, A., „Prediction of Optical Propagation Losses Through Turbulent Boundary/ Shear Layers,” Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Publication 2121, pp. 183-229, April, 1980.

42. Sutton, GW, „On Optical Ітадіцд „Through Aircraft Turbulent Boundary Layers,” Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Publication 2121, pp. 231-252, April, 1198.

43. Otten, LJ, III, „OverView of Recent Aero-Optics Flight Tests,” Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Publication 2121, pp. 363-395, April, 1980.

44. Gilbert, K., „Lear Jet Boundary Layer/Shear Layer Laser Propagation Experiments”, Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Publication 2121, pp. 397-414, April, 1980.

45. Kelsall, D., „Optical Measurements of Dégradation in Aircraft Boundary Layers,” Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Publication 2121, pp. 415-457, aprilie 1980.

46. Rose, WC, DA Johnson și LJ Otten, III, „Summary of ALL Cycle II.5 Shear and Boundary Layer Measurements—Aerodynamics,” Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Publication 2121 , p. 459-464, aprilie 1980.

47. Walterick, RE și JT VanKuren, „Flow Visualization Techniques in the Air-borne Laser Laboratory Program,” Proceedings of the Aero-Optics

Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Publication 2121, pp. 537-565, aprilie , 1980.

48. McDermott, DJ și JT VanKuren, „Validity of Small Scale Tests for Turret/Fairing Loads and Cavity Effects,” Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Publication 2121, pp. 615-656 , aprilie 1980.

49. Booker, HB, „Radio Scattering in the Lower Ionosphere”, J. of Geophysical Research, voi. 64, p. 2164-2177, 1959.

50. Eufnagel, RE și NR Stanley, „Funcția de transfer de modulare asociată cu transmiterea imaginii prin medii turbulente”, J. de la Optical Society of America, voi. 54, p. 52-61, 1964.

51. deWolf, DA, Saturation of Radiance Fluctuations due to Turbulent Atmosphère," j. of the Optical Society of America, Vol. 58, pp. 461-466, 1968.

---52~, Fried",_D. L.," "Optical Resolution Through a Randomly Nehomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures", J. of the Optical Society of America, Voi. 56, p. 1372-1379, 1966.

53. Brown, WP, Jr., „Propagarea în medii aleatorii: Efectul cumulativ al slabelor

Inhomogeneities," IEEE Transaction on Antennas and Propagation, Vol. AP-15, No. 1, pp. 81-89, 1967. ....

54. deWolf, DA, „Wave Propagation Through Quasi-Optical Irregularities”, J. de la Optical Society of America, Voi. 55, p. 812-817, 1965.

55. Taylor, LS, „Decay of Mutual Cohérence in Turbulent Media”, J, de la Optical Society of America, voi. 57, p. 304-308, 1967.

56. Barabanenkov, Yu. N., Yu. A. Krautsov, SM Rytov și VI Tatarsky, „Starea teoriei propagării undelor într-un mediu aleatoriu neomogen”, Usp. fiz. Nauk, Vol. 102, 1, 1970.

57. Prokhorov, AM, FV Bunkin, KS Gochelashvily și VI Shishov, „Laser Iradiance Propagation in Turbulent Media,” Proceedings of the IEEE, voi. 63, p. 790-811,

1975.

58. Scott, RM, The Practicai Applications of Modulation Transfer Functions," J. of the Soc. Photo. Instr, Engrs., Vol. 2, p. 132, 1964.

59. Smith, F. Dow, „Optical Image Evaluation and the Transfer Function”, Applied Optics, Voi. 2, p. 335, 1963.

60. Perrin, FH, „Manipularea și semnificația funcțiilor de răspuns sinusoidale”, J. de la Society of Motion Picture Télévision Engineers, voi. 69, p. 239, 1960.

61. Lamberts, RL, GC Higgins și RN Wolfe, „Măsurări și analize ale distribuției energiei în imagini optice”, J. de la Optical Society of America, voi. 48, p. 487-490, 1958.

62» Chernov, LA, Wave Propagation in a Random Medium, Traducere din rusă de RA Silverman, McGraw-Hill Book Co., New York, 1960.

63. Uscinski, BJ, The Elements of Wave Propagation in Random Media, McGraw-Hill Book Co., New York, 1977.

64. Tennekes, H. și JL Lumley, A First Course in Turbulence, The MIT Press, Cambridge, 1972.

65. Schlichting, H., Teoria stratului limită, Ediția a șasea, McGraw-Hill Book Co., New York, 1968.

66. Liepmann, HW și A. Roshko, Elements of Gasdynamics, Wiley, New York, 1967.

67. Merritt, P. și L. Sher, „Summary of Aerodynamic Vibration■Effects on ALL Turret,” Proceedings of the Aero-Optics Symposium on Electromagnetic Wave Propagation from Aircraft, NASA Conférence Proceedings 2121, pp. 515-535, aprilie , 1980.

68. Schonberger, JR, AE Fuhs și AM Mandigo, „Flow.Control for an Airborne Laser Turret”, AIAA Paper 81-1637, 1981. Trimis spre publicare în J. of Aircraft.

69. Hayes, JN, PB Ulrich și AH Aitken, „Efectele atmosferei asupra fasciculelor laser de 10,6 x”, Applied Optics, voi. 11, p. 257-260, 1972.

70. Wallace, J. şi M. Camac, „Efectele absorbţiei la 10,6 microni asupra transmisiei cu fascicul laser”, J. de la Optical Society of America, Voi. 60, p. 1587-1594, 1970.

71. Gebhardt, FG și DC Smith, „Răcirea cinetică a unui gaz prin absorbția radiației laser CO„, Applied Physics Letters, voi. 20, p. 129-132, 1972.

72. Sica, L., „Three Beam Interierometer for the Observation of Kinetic Cooling in Air”, Applied Optics, Voi. 12, p. 2848-2854, 1973.

73. Sica, L. și EA McLean, „Thermal Defocusing in Air Doped with SF,” J. Applied Physics, voi. 41, p. 3177-3178, 1970.

74. Livingston, PM, „Modificări induse termic ale unui fascicul laser CW de mare putere”, Applied Optics, voi. 10. p. 426-436, 1971.

75. Tucker, JW și RN DeWitt, Atmospheric Propagation with Thermal Blooming, NRL Report 7038, 31 decembrie 1969.

76. Rosenstuck, HB și JW Tucker, An Upper Limit on the Thermal Defocusing of a Light Beam, NRL Memorandum Report 2109, aprilie 1970.

77. Hayes, JN, Thermal Blooming of Laser Beams in Gases, Raport NRL 7213, 11 februarie 1971.

78. Hayes, JN, Thermal Blooming in Viscous and Thermally Conducting Fluids, Raport NRL 7383, 21 august 1972.

79. Ulrich, PB, PROP-I: Un algoritm implicit eficient pentru calcularea propagării undelor scalare neliniare în aproximarea Fresnel, Raportul NRL 7706.

80. Cordray, D., J. Fitzgerald, S. Gathman, J. Hayes, J. Kennèy, G. Mueller și R. Ruskin, Meteorological Sensitivity Study on High Energy Laser Propagation, NRL Report 8097, 31 august 1977.

81. Cordray, DM, MPLAW: A Multipulse-Scaling-Law Code Using Data-Base Interpolation, Raport NRL 8055, 6 octombrie 1976.

82. Hayes, JN, Propagarea fasciculelor laser de mare putere prin atmosferă; O privire de ansamblu, AGARD NATO CP-183, 1975.

83. Avizonis, PV, CB Hogge, RR Butts și JR Kennemuth, „Geometrie Optics of Thermal Blooming in Gases, Part I”, Applied Optics, Voi. 11, p. 554-574, 1972.

84. Hogge, CB și RR Butts, Propagation Effects of a Slewed Beam with Transverse Wind Nuli Spots, AFWL-TR-73-76, mai 1973.

85. Hogge, CB și M. Burlokoff, Thermal Blooming of Nondiffraction-Limited Beams, AFWL-TR-73-77, mai 1973.

86. Weiss, JD, A Continuum-Lens Model of Thermal Blooming, AFWL-TR-79-170, decembrie 1979.

87. Weiss, JD și WH Maclnnis, Thermal Blooming: Round Versus Square Beam, AFWL-TR-80-4, mai 1980.

88. Weiss, JD, The Frequency Response of the Atmosphère under the Condition of Thermal Blooming, AFWL-TR-80-107, noiembrie 1980

89. Fleck, JA, Jr., JR Morris și MJ Feit, Time-Dependent Propagation of High Energy Laser Beams Through the Atmosphère: I, Lawrence Livermore Laboratory, UCRL-51826, 2 iunie 1975.

90. Fleck, JA, Jr., JR Morris și MD Feit, Time-Dependent Propagation of High Energy Laser Beams Through the Atmosphère: II, Lawrence Livermore Laboratory, UCRL-52071, 18 mai 1976.

91. Morris, JR, și JA Fleck, Jr., Time-Dependent Propagation of High Energy Laser Beams Through the Atmosphère: III, Lawrence Livermore Laboratory, UCRL-52377, 14 decembrie 1977.

92. Ellinwood, JW și H. Miréis, Density Perturbations in Transonic Sluing Laser Beams, Space and Missile Systems Organization Report SAMSO-TR-75-98, 5 martie 1975.

93. Brown, RT, PJ Berger, FG Gebhardt și DC Smith, Influence of Dead Zones and Transonic Slewing on Thermal Blooming, United Aircraft Research Laboratories, M921724-4, 12 noiembrie 1973.

94. Munn, MW, Laser Heat Induced Density Changes in Gases: Dependence on Time and Transverse Flow Velocity, I, Lockheed Missiles and Space Co., L MSC D 35606, noiembrie,

1973.

95. Landshoff, P., Shock Hydrodynamics of Laser Heating in Gases, Lockheed Missiles and Space Co., L MSC D 358296, februarie 1974.

96. Carey, EF și AE Fuhs, „Transonic Thermal Blooming due to an Intense Laser Beam”, J. of Aircraft, voi. 13, p. 974-980, 1976.

9''. Gebhardt, FG, „Propagarea cu laser de mare putere”, Optica aplicată, voi. 15, p. 1479-1493, 1976.

98. Smith, DC, „Propagarea cu laser de mare putere: înflorire termică”, Proceedings of IEEE, voi. 65, p. 1679, 1977.

99. Fuhs, AE, „Propagation of Laser Beams Which Are Rapidly Slewed,” The Proceedings of the Electro-Optical Systems Design/International Laser 1975 Conférence, pp. 601-609, 1975, publicat de Industrial and Scientific Conférence Management, Inc. , 222 W. Adams St., Chicago, IL, 60606.

100. Fuhs, AE, O. Biblarz și EF Carey, „Thermal Blooming in Supersonic Slewing”, Bulletin of American Physical Society, 18, p, 1485, noiembrie 1973. Numai rezumat.

101. Biblarz, O·, F. Carey, AE Fuhs și H. Burden, „Rezultatele numerice pentru înflorirea termică în rotirea transonic”, Buletinul Societății Americane de Fizică, 19, p. 1157, noiembrie, 19Ί4. Numai abstract.

102. Fuhs, AE, H. Burden și F. Carey, „An Exact Inverse Solution to Thermal Blooming in Transonic Slewing”, Buletinul American Physical Society, 19, p. 1158, noiembrie,

1974. Numai rezumat.

Efectele câmpurilor de curgere în sisteme optice

MW Munn, W. L Hendricks

Lockheed Missiles and Space Company, Inc.

Sunnyvale, California 94086

Abstract

Sistemele optice laser de mare putere necesită adesea un flux de gaz în trenul optic pentru a controla efecte precum înflorirea termică. Fluxul de gaz în sine este o sursă de degradare optică a fasciculului laser. O serie de investigații experimentale au fost efectuate pentru simulări la scară ale unui tren optic tipic. Acestea au inclus simulări ale apei freatice pentru vizualizarea câmpului de curgere și o simulare a fluxului de gaz pentru evaluarea degradării optice. Au fost constatate efectele optice și ale turbulenței de curgere pentru tipul de gaz utilizat și metoda de injectare a fluxului. S-a determinat că degradarea optică substanțială poate fi cauzată de flux și au fost identificate o serie de implementări ale fluxului dorite în mod calitativ.

I. Introducere

Controlul înfloririi termice în trenurile optice laser de mare putere se realizează în mod normal prin fluxul de gaz prin sistemul optic. Pentru cazurile în care gazul absoarbe puternic la lungimea de undă laser, distorsiunile de fază induse de înflorire apărute în trenul optic pot degrada semnificativ iradierea în câmp îndepărtat. Deoarece înflorirea depinde de timpul de rezidență al unui volum specificat de gaz în turbulența fasciculului sau viteza de curgere în sine poate fi utilizată pentru a reduce substanțial distorsiunile de fază de înflorire. În același timp, totuși, câmpul de flux de gaz reprezintă un câmp complicat de densitate și indice de refracție prin care se propagă fasciculul. Este important să ne asigurăm că degradarea de fază indusă de flux nu este ea însăși un factor dominant în intensitatea planului focal. Amploarea acestei degradari depinde în mare măsură de structura geometrică a trenului optic, de tipul de curgere a gazului și de metoda de injectare a fluxului. Această lucrare descrie un set de eforturi experimentale pentru a determina efectele fluxului de gaz printr-un tren optic tipic. Foarte puține lucrări sunt disponibile în literatura de specialitate pe acest subiect. Singurul exemplu de care stiu autorii este dat ca Ref. 1.

Figura 1 este un aspect conceptual al sistemului optic care urmează să fie evaluat. Fasciculul laser este incident din partea de jos, este extins, acesta fiind reflectat de două oglinzi mari pliabile înainte de transmiterea către mediul extern. Este prezentat un set ideal de căi de curgere a gazului, inclusiv o perdea de curgere la interfața atmosferică. Lucrările experimentale efectuate vor fi discutate în două categorii, a) o simulare de vizualizare a curgerii pânzei freatice și b) un model de debit de gaz la scară pentru evaluările optice ale debitului.

II. Experimentele pe câmpul de curgere al apei

Experimentele cu pânza freatică indică dimensiunea și locația zonelor de recirculare din cadrul trenului optic, pentru mai multe configurații de proiectare și arată cum să le elimine prin injecție. Natura laminară sau turbulentă a curgerii poate fi demonstrată și prin experimentul cu pânza freatică.

Simularea experimentală pe un model la scară mică poate fi realizată dacă se simulează fizica de bază prin potrivirea parametrilor de similaritate corespunzători. În general, pentru a modela fluxul în duet de fascicule cu transfer de căldură din oglinzi necesită simularea numărului Reynolds (Re), a raportului căldurilor specifice (r), a numărului Prandtl (P„) și a numărului Rayleigh (R,) .

A. Configurare experimentală și rezultate

Datorită razei mari a directorului fasciculului, câmpul de curgere poate fi aproximat ca bidimensional. Apoi, un mijloc simplu, dar precis, de vizualizare a fluxului a unui astfel de fenomen complex de curgere a gazelor este un model bidimensional al pânzei freatice bazat pe analogia hidraulică.

Test de configurare. Modelul pânzei freatice a fost un model bidimensional la scară 1/10 al sistemului optic cu părți interschimbabile. O configurație tipică este prezentată în Fig. 2. Camera de decantare și plasa de sârmă din stânga au fost utilizate pentru a obține un flux laminar cât mai lină (de la stânga la dreapta) în amonte de oglinda primară. Suprafețele oglinzilor sunt indicate în roșu, în timp ce negrul indică pereții laterali. Oglinzile primare și secundare, precum și secțiunea oglinzilor rotative Fiat ar putea fi îndepărtate pentru a atașa alte canale pentru a transforma debitul la 90 de grade. Această secțiune de 90 de grade a fost folosită pentru a studia zonele de recirculare din spatele curbelor de 90 de grade cu diferite raze de curbură.

о л

Câmpul fluxului director al fasciculului. Testarea a fost efectuată la un interval al numărului Reynolds al conductei de la 10 la 10. Fluxul în amonte de oglinda primară a rămas laminar în timp ce cel din aval a fost turbulent.

fjow wa$ a investigat atât cu o curbă ascuțită de 90 de grade, cât și cu o îndoire graduală (raza de curbură egală cu lățimea canalului) pentru a vedea efectul unui motor de rotire asupra curbei interioare. În Fig. 3 este evident de colorant că o zonă mare de stagnare rămâne în aval de virajul brusc. Apoi a fost testat un cot gradual, iar zona de recirculare a crescut așa cum este indicat în Fig. 4. Cotul gradat a făcut ca viteza apei să scadă lângă cot, în timp ce apa de pe cealaltă parte a rămas mult mai rapidă. Acest lucru a provocat o zonă uriașă de recirculare, așa cum este indicat. Prin utilizarea injecției pe curba interioară, zonele de recirculare de pe oglinda rotativă adiacentă au fost eliminate experimental.

Fluxul peste oglinda exterioară a fiat-ului a fost turbulent, dar nu s-a separat niciodată. Acest câmp de curgere este indicat de colorantul injectat în Fig. 5. (Regiunea triunghiulară din partea de jos a imaginii a fost testată atât deschisă, cât și închisă, fără efect aparent.)

Fluxul din jurul bazei secundare a fost testat cu două configurații. Au fost examinate o bază scurtă, rotunjită și o bază lungă, conică. Baza conică mai lungă a provocat o zonă de recirculare mai mare. Se recomandă utilizarea unei baze scurte și rotunjite pentru oglinda secundară. Modelul de curgere din Fig. 6 este un exemplu tipic al configuraţiei de bază scurtă.

Fluxul din jurul primarului a fost investigat în detaliu. Figurile 7 și 8 indică zonele mari de recirculare din spatele primarului. Aceste zone nu sunt simetrice din cauza presiunii mai mici și a vitezelor mai mari de pe partea exterioară a curbei directorului fasciculului. Această presiune mai scăzută este resimțită în amonte și face ca fluxul să se întoarcă spre partea exterioară a cotului. Zona de recirculare se extinde în jos până la cotul interior. Aceste zone mari de recirculare erau complet inacceptabile și s-a descoperit un mijloc de eliminare a acestora.

Folosind un deflector pentru a întoarce fluxul prin mijlocul primarului la 90 de grade, aceste zone mari de recirculare au fost eliminate. Acest deflector simulează un inel de injecție inelar în centrul primarului și este demonstrat de fluxul laminar de colorant peste jumătatea inferioară a primarului din Fig. 9.

3 4

În rezumat, testele pânzei freatice la țevile Reynolds numere între 10 și 10 indică următoarele cerințe pentru a minimiza zonele de recirculare în sistemul de condiționare a traseului fasciculului. Aceste cerințe sunt după cum urmează:

o O curbă interioară de 90 de grade cu injecție în aval

o Deplasarea carcasei motorului de rotire (lângă perdeaua de aer) din câmpul de curgere

o Utilizarea unei baze scurte rotunjite pentru oglinda secundară

o Utilizarea unui injector inelar în centrul primarului și a altuia de-a lungul pereților laterali

III. Simulare optică a fluxului de gaz

A. Conceptul de simulare

Modelarea analitică pentru fluxul de gaz complex al tubului fascicul, turbulența și efectele de interfață atmosferică și traducerea acestor efecte dinamice fluide în date optice sunt atât greoaie, cât și consumatoare de timp. Pe de altă parte, un program sistematic de experimente optice de laborator împreună cu modelul corelat este o tehnică eficientă pentru evaluarea proprietăților optice ale sistemului de condiționare a căii fasciculului (BPCS). Un astfel de model la scară trebuie să simuleze caracteristicile cheie ale BPCS la scară completă, cum ar fi:

(a) structura mecanică a căii optice și hardware-ul înconjurător;

(b) injecția de gaz în flux în punctele adecvate;

(c) perdeaua de aer a orificiului de ieșire;

(d) diferențele de temperatură între gazul din tub și mediul extern;

(e) diferențele de temperatură locai între gazul din tub și structurile înconjurătoare (de exemplu, pereții ...);

(f) încălzirea suprafeței oglinzii datorită absorbției și conducției ulterioare la gazul din tub;

(g) propagarea fasciculului laser de înaltă energie prin sistem.

Obiectivul general al unei astfel de simulări este de a determina proprietățile optice ale BPCS. De exemplu, iradierea planului focal în termeni de viteză a curgerii gazului, temperatură și moduri de injecție este o cantitate tipică de interes.

B. Simulare la scară mică

A fost construit un model la scară care simulează caracteristicile (a)-(g) pentru un design tipic de tren optic laser de mare putere. Figura 10 prezintă aspectul experimental. Caracteristicile cheie ale acestei simulări includ:

(1) injectarea externă a unui fascicul laser extins pentru diagnosticarea fasciculului dublu de trecere;

(2) încălzire a oglinzii cu suprafața din spate;

(3) capacitate vizibilă și IR (0,63 pm și 3,39 pm);

(4) injecție de gaz mobilă și reglabilă;

(5) control termic gaz de intrare;

(6) date optice de ieșire (interferograme, raport Strehl, urme de energie ...)

Tabelul I

Parametrii fizici de simulare la scară

Valori de simulare la scară de parametri	
Lungime de undă	0,63, 3,39 pm
Temperatura oglinzii	20 - 60°C
Dimensiune 15 cm grinda, traseu 1,2m	
Debit de argon	0-10 cm/sec
Debitul stratului limită (oglinzi)	0,3 m/sec
Temperatura argonului	15 - 25°C
Viteza perdelei de aer	1 - 4 m/sec

Grosimea cortinei 5 cm
Temperatura cortinei Tamb±5°C

IV. Descrierea experimentului

Intenția efortului experimental este determinarea degradării optice cauzate de fluxul de gaz de condiționare prin calea fasciculului. Metoda liniei de bază pentru care au fost luate cele mai multe date experimentale a implicat scanarea fasciculului focalizat peste o fantă îngustă, obținându-se astfel o măsurare a profilului său de energie în câmpul îndepărtat. Analiza acestor date oferă parametri cheie precum:

(1) reducerea iradierii maxime în câmp îndepărtat;

(2) răspândirea și distorsiunea fasciculului; și

(3) dependențe de frecvență spațială și temporală;

și permite separarea aproximativă a factorilor de degradare în cele trei componente de înclinare, defocalizare și aberații de ordin superior. Calea optică dublă trecere exagerează efectul de măsurat și trebuie luată în considerare analitic atunci când se evaluează diferite condiții de curgere.

Abordarea luată a fost de a examina o serie de condiții la nivelul de simulare pentru a determina dependențe importante. Tabelul I prezintă parametrii fizici care trebuie scalați și intervalul de valori alese pentru experimentul de simulare. Unele dintre caracteristicile calitative care au fost, de asemenea, investigate, cum ar fi curgerea stratului limită radial pe primar versus lipsa fluxului prin primar, sunt:

(1) laminaritatea curgerii cortinei (fagure, ecranare, ...);

(2) deflectoare, spoilere, carene, obstacole etc. pe calea de curgere principală;

(3) implementarea fluxului stratului limită în oglindă;

(4) injectarea fluxului de tub primar;

(5) injecție în flux auxiliar;

(6) flux rece/flux oglindă fierbinte;

(7) excursii pentru efectele diferitelor gaze.

Aceste variații calitative sunt utilizate pentru a determina modificări brute ale performanței optice pe măsură ce se fac schimbări majore în câmpul de curgere.

Atât debitul axial (de-a lungul traseului fasciculului) cât și cel transversal (de-a lungul căii fasciculului) au fost utilizate în sistemele de stare reală a fasciculului. Gazele de curgere utilizate au fost aer și N?. Aceste gaze au o absorbție semnificativă la lungimi de undă tipice ale laserului de mare energie și necesită viteze

substanțiale de curgere în intervalul 0,1-10 m/sec pentru a efectua controlul înfloririi termice. Un design optic potențial utilizează argon foarte pur (coeficientul de absorbție este de 10_ô km ') într-un mod de curgere axială astfel încât să se obțină un control adecvat pentru debitele de 1-2 cm/sec. Debitele pentru simularea experimentală a acestui sistem optic potențial au fost determinate de cerința ca numerele Reynolds ale fluxului să fie aceleași atât în sistemele la scară completă, cât și în sistemele de simulare. Debitul maxim utilizat (15 cm/sec) a fost limitat de echipamentele disponibile. Testele de debit de azot nu sunt o simulare adevărată a unui sistem la scară completă, care utilizează și N2. Debite mult mai mari, de ordinul a 100 cm/sec sau mai mari, ar fi necesare dacă s-ar efectua o simulare precisă pentru N2, deoarece absorbția sa mai mare (decât argonul) necesită un debit mai rapid.

V. Rezultate experimentale

Au fost efectuate trei seturi distincte de experimente pentru a izola mai bine efectele unor anumite variabile.asupra calității fasciculului. Acestea sunt împărțite sub titlurile de flux coid, teste de nepotrivire a temperaturii și flux oglindă fierbinte. Toate rezultatele prezentate aici sunt pentru o lungime de undă laser de λ = 0,6328 pm.

A. Teste de flux coid

Scopul principal al testelor de flux coid a fost acela de a evalua impactul câmpului de curgere neperturbat termic asupra fasciculului optic și de a stabili dacă pot fi realizate modele de curgere care să transmită în mod satisfăcător fasciculul. Datele au fost luate pentru trei condiții: referință fără flux; numai fluxul perdelei de aer; perdea de aer plus flux de gaz de condiționare argon sau azot. Argonul și azotul au fost alese datorită proprietăților lor de absorbție mai scăzute la lungimi de undă laser de mare energie.

Aceste configurații generale de curgere au fost subdivizate în continuare în ceea ce privește modul specific de injectare a fluxului pentru gazul de condiționare. Cele cinci căi de curgere potențiale concepute în acest experiment sunt:

Implementarea căii

Un flux în jurul marginilor oglinzii primare;

B curgerea radiațiilor prin primar;

C prin elemente de strunjire eliptice;

D injecție flux la cot de 90°;

E prin centrul primarului

S-au făcut măsurători pentru următoarele combinații: (A,B); (A,B,C); și (A,E). Figura 11(a) afișează o urmă tipică a profilului energetic

pentru propagare în cazul fără curgere. Acest profil este produs prin scanarea fasciculului focalizat pe o fantă de 15-μπι lățime, ceea ce produce o rezoluție bună a iradierii planului focal. Distribuția prezentată reprezintă intensitatea integrată de-a lungul fantei. Ca o aproximare, aceasta poate fi convertită în raportul Strehl printr-o derivație analitică bazată pe ipoteza că profilul fasciculului este gaussian și henee simetric azimutal. În plus, trebuie luate în considerare efectele trecerii duble prin sistemul optic. Când sunt luate în considerare ambele efecte, raportul Strehl aproximativ este pur și simplu rădăcina pătrată a mărimii măsurate Em/Eo. Rapoartele Strehl citate sunt, prin urmare, o reprezentare exactă a datelor măsurate și o aproximare a reducerii efective în vârf. intensitate. Profilul energetic prezentat în Fig. Tl(a) este pentru un Strehl de 1,0 și este foarte repetabil în termeni de amplitudine și structură. În timpul testelor de debit, detaliile iradiantei planului focal pe o bază de scanare la scanare (10-100 Hz) pot fi evaluate sau poate fi măsurat comportamentul pe termen mai lung al energiei de vârf Em.

Deoarece câmpul de curgere nu este axisimetric (inclusiv perdeaua de aer), tehnica de scanare a fantei mapează complet proprietățile de iradiere în câmp îndepărtat numai dacă sunt utilizate un număr de orientări diferite ale fantei. În experimentele raportate aici a fost folosită o singură orientare și aceasta a fost perpendiculară pe fluxul în perdeaua de aer.

Figura 12 prezintă o urmă compozită a energiei de vârf pentru patru configurații de flux, fiecare etichetată pe grafic. Fiecare secțiune reprezintă 10 secunde de timp de rulare, cu afișajul grafic cu bare folosit pentru a arăta clar impactul modificării configurației fluxului. Cazul fără flux prezintă o variație foarte mică în timp, ceea ce indică faptul că efectele ambientale au fost bine izolate. Perdeaua de aer a produs modificări mici, dar vizibile, în calitatea fasciculului, cu un Strehl mediu de 0,99+ până la precizia măsurătorilor. Segmentele (b) și (d) reprezintă fluxul de argon în configurația fluxului (A,B). Segmentul (b) este o viteză de curgere de 4 cm/sec cu un raport Strehl de 0,87. Segmentul (c) are aceeași viteză de curgere, dar utilizând configurația de curgere (A,E). Aici se observă o performanță semnificativ mai slabă. Implementarea fluxului radial pe primar este un element cheie în producerea proprietăților de curgere optic bune pe parcursul traseului optic. Raportul Strehl pentru acest set de date este Sr = 0,54. Ultimul segment de date din Fig. 12 este din nou flux în configurația (A,B), dar acum la viteza de curgere de 8 cm/sec. Strehl medie aici este 0,77.

Figura 11 prezintă urme individuale ale iradierii planului focal pentru cazul de curgere (A,B). Prima urmă este profilul de referință fără flux. Seria de profile suplimentare prezentate sunt reprezentative pentru numărul mare de urme realizate. O anumită fluctuație în timp este evidentă, dar caracteristicile generale ale (a) reducerii vârfului, (b) extinderii profilului și (c) introducerii unor fluctuații la scară spațială mici în anvelopa energetică sunt clare. Comportamentul pe termen scurt al acestor profiluri variază, dar după cum se vede prin referire la Fig. 12, reducerea medie pe termen lung a vârfului este aproape constantă.

O variație a testului de curgere la rece este dată în Fig. 13, unde rezultatele azotului sunt prezentate pentru configurația de curgere (A,B). După ce sistemul este purjat pentru a conține doar N2, variațiile Em/E0 nu se stabilizează la un Strehl de unitate chiar și pentru perioade lungi. (Media este Sp = 0,97.) Aceeași caracteristică a fost observată după încheierea testelor de debit când fluxul de N2 a fost oprit. Acest lucru contrastează puternic cu argonul, care afișează un Em/E0 «1 foarte stabil atât înainte, cât și după curgere. Acest contrast este atribuit în parte greutății moleculare a gazelor în raport cu aerul. Argonul, fiind substanțial mai greu decât aerul, se instalează în tubul fasciculului cu amestecare minimă cu aerul ambiant la interfața portului de ieșire. Pe de altă parte, N2 este puțin mai ușor decât aerul înconjurător, iar amestecul de interfață mult mai mare, precum și curenții induși în tubul fasciculului, reprezintă lipsa de stabilitate a acestuia în starea de curgere, dar fără curgere. Ratele Strehl medii pentru debitele de N2 sunt °·94 pentru perdeaua de aer оп1У și ~ °·7 pentru un debit de 0,6 cm/sec. Motivele

pentru diferențe semnificative de comportament între argon și N? nu sunt clare. Există trei proprietăți fizice cheie care diferă între cele două gaze, adică (a) vâscozitatea cinematică, (b) densitatea și (c) indicele de refracție. Temperaturile lor erau identice.

Λ investigație analitică limitată a fost efectuată pentru a evalua diferențele observate în performanța optică pentru N2 și Ar, precum și pentru degradarea generală a performanței pe măsură ce viteza de curgere crește. Nu s-au obținut rezultate cu adevărat satisfăcătoare din această analiză. Se poate arăta, de exemplu, că straturile limită turbulente pentru fluxul de N2 sunt cu 7% mai groase decât pentru argon. Acest efect va face ca rapoartele Strehl pentru N2 t° să fie cu aproximativ 3% sub cele pentru argon, dar este departe de diferența observată de 30% sau mai mare. Degradarea observată nu este o funcție simplă a proprietăților generale ale curgerii, ci depinde în mod clar de detaliile injectării fluxului și de geometria fizică a căii. Un bun exemplu în acest sens este afișat în Fig. 14, unde proprietățile optice pot fi comparate pentru fluxul de argon cu/fără injecție cu flux radial pe primar (oglinda 1). Pentru aceeași viteză de curgere, să spunem 6 cm/sec, există o diferență de 27% în raportul Strehl pentru cele două configurații. În plus, dependența funcțional de viteza curgerii este semnificativ diferită pentru cele două cazuri. Evaluarea autorilor este că orice predicție analitică a acestor efecte optice va necesita un calcul detaliat al hidrodinamicii 3-D, care specifică câmpul de densitate turbulent în calea optică. Aceste câmpuri de densitate ar fi convertite în profile de fază la planuri date de-a lungul traseului fasciculului și inserate într-un cod de propagare a opticii undelor pentru a determina performanța în câmp îndepărtat. Această complexitate a condus la seria de experimente raportate aici ca o modalitate relativ simplă de a stabili efectul general al fluxului asupra calității optice.

O serie similară de teste au fost efectuate cu fluxul de strat limită injectat peste cele două puncte orientate (oglinzile 2 și 3). Acest flux a fost argon cu un debit volumic de 10% care a trecut prin canalul principal. Acest flux este destinat să ajute la 1-imiterea formării

straturilor limită fierbinți atunci când oglinzile sunt încălzite, dar a fost testat mai întâi în modul de curgere rece pentru a determina orice degradare intrinsecă datorată fluxului suplimentar. Modificarea în Strehl a fost neglijabilă pentru adăugarea a trei debite pentru volume mici de debit în comparație cu debitul canalului principal. A fost testată o variație a debitului liniei de bază, unde fiecare cale de curgere (oglinzile 2 și'3 și canalul principal) conținea 1/3 din debit. S-a produs o degradare semnificativă pentru această configurație și a fost de fapt mai gravă decât pentru același debit total injectat doar prin canalul principal.

B. Teste de nepotrivire a temperaturii

O preocupare tradițională cheie în condiționarea fasciculului este menținerea temperaturii gazului de condiționare cu o mică abatere față de mediul ambiant. Analize nepublicate au arătat că utilizarea unei perdele de aer pentru a izola calea fasciculului de atmosferă elimină cerința de potrivire a indicilor de refracție a gazului de condiționare și a atmosferei. Pentru a testa acest lucru experimental, argonul a fost introdus în simulatorul de scară folosind canalele de curgere A, B și E. Temperatura gazului argon a fost scăzută cu 5°C sub mediul ambiant și vitezele de curgere de 0-13 cm/sec în canalul principal. au fost evaluate. Nu s-a observat nicio diferență clară între aceste date și datele de argon la temperatura ambiantă pentru aceeași configurație de curgere.

C. Teste de debit în oglindă fierbinte

Simularea încălzirii convective la suprafețele oglinzii este un element cheie pentru determinarea impactului implementării fluxului în sistemul la scară completă. Acolo oglinzile vor prezenta încălzire la suprafață datorită absorbției radiației laser. Fără utilizarea laserelor de mare putere, această încălzire nu poate fi simulată direct. Cu toate acestea, deoarece parametrul principal pentru încălzirea convectivă a suprafeței este temperatura suprafeței, a fost implementată o tehnică pentru a utiliza încălzirea suprafeței din spate a oglinzilor pentru a ridica uniform volumul oglinzii la temperatura dorită. Au fost efectuate experimente pentru a determina diferențele de temperatură față-spate, timpul necesar pentru a atinge temperaturile la starea de echilibru și distribuția termică pe suprafața oglinzii în scopuri de calibrare. Încălzirea oglinzilor a produs OPD-uri rms datorită exclusiv deformării oglinzilor și a fost determinată a fi neglijabil de mică sau focalizare corectabilă.

Au fost testate două configurații de flux. Acestea au fost căi de curgere (A,B) și (A,B,C). Rezultatele pentru ambele au fost în esență aceleași. Pentru aceste teste, suprafețele frontale ale tuturor oglinzilor au fost ridicate cu 6°C deasupra mediului ambiant. Rapoartele Strehl obținute din datele experimentale sunt prezentate în secțiunea rezumat experimental. Câteva dintre observațiile generale cu privire la date sunt:

(1) În timp ce iradierea medie este aproximativ aceeași pentru configurațiile de flux (A,B) și (A,B,C), fluctuațiile de la vârf la vârf sunt semnificativ mai bune (mai mici) cu fluxul stratului limită pe oglinzile 2 și 3.

(2) Toate datele arată o ușoară îmbunătățire de la lipsa debitului, iar îmbunătățirea se maximizează la o viteză medie de curgere de aproximativ 1 cm/sec.

(3) Toate datele arată o degradare substanțială a raportului Strehl la o viteză de curgere de aproximativ 3 cm/sec.

(4) Performanța se îmbunătățește pe măsură ce viteza curgerii crește peste 3 cm/sec și se apropie de performanța obținută în testele cu oglindă neîncălzită pentru aceleași debite.

Concluzia principală a testelor de curgere în oglindă fierbinte este că, cu utilizarea adecvată a curgerii stratului limită, precum și cu viteze generale de curgere corespunzătoare, se poate obține performanțe optice aproape la fel ca și carcasa neîncălzită.

D. Rezumatul datelor experimentale

Datele pentru testele de curgere în oglindă sunt rezumate în Fig. 14. Aceste rapoarte Strehl sunt cele datorate câmpului de curgere de bază în calea fasciculului, precum și debitului încălzit convectiv.

Datele prezentate se împart în mod clar în patru familii cu oarecare dispersie. Acestea sunt: (a) fluxul de argon cu flux radial prin primar; (b) fluxul oglinzii fierbinți; (c) fluxul de argon prin orificiul central din primar, fără flux radial al stratului limită prin primar; și (d) azot în modelul identic cu (a). Acestea au fost listate în ordinea performanței de la cel mai bun la cel mai rău. În toate cazurile, conținutul de frecvență al fluctuațiilor se schimbă la frecvențe mai mari cu debitul.

E. Schimbări de performanță

Raportul Strehl este în mod clar legat puternic de viteza curgerii. O potrivire aproximativă a curbei pentru curbele (X,0) la precizia justificată de date este

SR = exp(-O.O3и),

unde este debitul în cm/sec. Pentru a permite scalarea la alte simulări de dimensiune, aceasta trebuie transformată în termeni de număr Reynolds: R = (Du)/v, unde v este vâscozitatea cinematică a argonului (0,13 cm^/sec), iar D este diametrul fluxului. tub. Folosind valoarea experimentală pentru D, expresia Strehl devine SR = exp (-0,00026-R). Deoarece raportul Strehl poate fi scris aproximativ în termeni de OPD rms ca

Sp = exp [_ (27r · rms 0PDV] ,

\/

o valoare pentru raportul Strehl la orice lungime de undă λ poate fi obținută din datele vizibile pur și simplu prin scalarea exponentului cu λ^.

VI. Sumar si CONCLUZII

O investigație experimentală a determinat efectele optice ale fluxului de gaz printr-un sistem optic. Au fost studiate diferite gaze de curgere și metode de intrare a gazului și s-a determinat degradarea optică în termeni de parametri cheie, cum ar fi viteza de curgere a gazului.

Pe baza datelor prezentate aici, precum și a unei cantități substanțiale de date suplimentare pentru caracteristici precum fluxul încălzit în perdeaua de aer, modificările geometriei fluxului și o serie de perfecționări în construcția perdelei de aer, o serie de concluzii privind proprietățile optice ale fluxului sunt derivate. Unele dintre concluziile cheie sunt:

(1) Geometria traseului optic conduce la implementarea și optimizarea fluxului.

(2) Argonul este substanțial mai bun decât azotul.

(3) Degradarea perdelei de aer este controlabilă și neglijabilă.

(4) Diferența mare de temperatură între gazul de condiționare și aerul ambiant poate fi susținută în prezența unei perdele de aer fără degradare optică.

(5) Există o mare dependență de debitul.

(6) Debitul radial prin primar îmbunătățește semnificativ întregul câmp de curgere.

(7) Fluxul stratului limită poate controla eficient convecția indusă de oglindă fierbinte.

Acest proiect a fost susținut prin finanțare Lockheed Independent Development.

Referințe

1. Hughes Aircraft Co. (nu sunt enumerați autori), Thermal Blooming Experiments Design Analysis Report, FR-79-73-651 (februarie 1979).

2. McLellan, C., et al, Efectele optice ale fluxului de gaz printr-un tren optic: o determinare experimentală, Optica aplicată, voi. 18, p. 3984-3989, 1979.

Figura 1 Schema de flux pentru optică

Figura 2 Simularea curgerii pânzei freatice

Figura 3 Zone de recirculare: îndoire ascuțită

Figura 4 Zone de recirculare: curba rotunjită

Figura 5 Fluxul stratului limită în oglindă

Figura 6

Figura 7

Oglindă secundară: inel scurt Fai

Zone de recirculare din spate

Primarul: A

Figura 9

Figura 8

Zone de recirculare din spatele primarului: B

Flux axial laminar peste primar

GRUNDA EXPANDE PERDEA DE AER

ECHIPAMENT J SIMULARE SUBSISTEM

Figura 10 Aspect experimental de simulare optică

1.0

Figura 11 Urme energetice ale Focalului

Iradierea avionului

Urma (a) este o linie de bază fără urme de energie de curgere. Urmele (b), (c) și (d) sunt urme alese aleatoriu pentru diferite condiții de curgere, care ilustrează pur și simplu efectele curgerii asupra iradierii planului focal. Chiar dacă acestea reprezintă putere integrată de-a lungul fantei, caracteristicile generale ale extinderii profilului, introducerea de frecvențe spațiale mai mari și reducerea iradierii de vârf sunt evidente în urme.

Figura 12

Fluctuații de lungă durată

în energie de vârf pentru diferite configurații de flux

ENERGIE DE Vârf RELATIVE, E /E ■ пт o

Figura 13 Efectele fluxului de azot

X =

Oglinzi fierbinți

CONFIGURARE DE DEBUT O

N, DEBIT CU STRAT LIMITĂ RADIAL DEBIT PE PRIMAR

AR DEBIT CU STRATUL LIMITAR RADIAL PE PRIMAR

DEBIT Ar LA T - Tдмв - 5°C

AR DEBIT PRIN CENTRU AL PRIMARULUI FĂRĂ DEBUT RADIAL DE STRAT LIMITĂ

V (CM/SEC)

Figura 14 Rezumatul Măsurat,

Timp mediu

Ratele Strehl

SESIUNEA 2

HEL TRENURI OPTICE

Președinte de sesiune

Institutul de Cercetare de la Universitatea George T. Johnston din Dayton

Interferometria expansoarelor fasciculului cu diametru mare

Bill Mullins

Laboratorul de Arme al Forțelor Aeriene (ARLO), Baza Forțelor Aeriene Kirtland, New Mexico 87117

Introducere

În studiile de propagare a fasciculului laser, aberațiile frontului de undă introduse de optica de manipulare a fasciculului trebuie cunoscute

pentru a caracteriza cu adevărat efectele atmosferice asupra fasciculului laser. De altfel, interferometria optică care a fost efectuată pe un expansor de fascicul laser și pe optica releului asociată acestuia, înainte de a fi utilizată pentru experimente de propagare. Cu toate acestea, studii recente ale lui Bennett, et al.1, au arătat că măsurătorile interferometrice ale oglinzilor cu acoperiri de reflexie îmbunătățite trebuie efectuate la lungimea de undă proiectată. Studiile lui Bennett arată că măsurarea acestor acoperiri reflectorizante îmbunătățite în afara benzii produce erori de front de undă eronate. A fost efectuat un experiment pentru a vedea dacă această problemă de măsurare interferometrică a existat în sistemul nostru care conținea o oglindă reflectorizantă îmbunătățită.

Sunt prezentate rezultatele experimentale ale unui set de măsurători interferometrice pe un expansor de fascicul laser, cu o oglindă primară reflectorizată îmbunătățită. Sistemul optic a fost măsurat atât la λ = 0,6328 μπι, cât și la X = 10,6 pm într-o configurație dublă trecere. Sistemul optic a fost de asemenea măsurat interferometric într-o configurație cu o singură trecere la λ = 10,6 pm cu sursa laser la o distanță de 960 m de expansorul fasciculului. Măsurătorile cu o singură trecere și dublă trecere au fost comparate pentru a observa dacă aberațiile induse de atmosferă și jitter-ul pe calea fasciculului de 960 m au modificat semnificativ măsurătorile frontului de undă.

Sistemul optic testat

Expansorul fasciculului era o oglindă primară eliptică deformată f/1.7, cu prescripție Dall-Kirkam, cu un raport de expansiune de 6:1 și un diametru de obturare centrală care este (38% din diametrul oglinzii primare. Expansorul fasciculului a fost montat pe un azimutal) . montură de tip cu un aranjament focal Coude (Fig 1), unde distanța focală optimă a fost de 1400 m. Sub axele de montare ale expandatorului de fascicul a fost plasat un dispozitiv de diagnostic optic (ODD), așa cum se arată în Figura 1, care caracterizează fasciculul laser de intrare în timpul studiile de propagare. ODD prelevează fasciculul incident prin utilizarea unui rețele care scoate o porțiune de energie scăzută a fasciculului pentru diagnosticare optică. Toate, cu excepția a două dintre oglinzile din ODD și expandorul fasciculului au acoperiri ThFit simple sfert de undă. la λ = 10,6 μπι.Oglinda pliată ODD are o singură acoperire de stivă ZnS-ThF4, iar oglinda primară de expansiune a fasciculului are o supraacoperire de stivă Ge-ZnS de 13 straturi, care a fost proiectată pentru radiații de 10,6 μηπ. Era pe trenul optic de mai sus că s-a efectuat interferometrie optică in situ.

Setare experimentala

Pe sistemul optic descris au fost utilizate trei tehnici interferometrice diferite. Interferogramele Full System au fost obținute într-o configurație dublă trecere la două lungimi de undă diferite, λ = 0,6328 μπι și λ = 10,6 μπι și într-o configurație cu o singură trecere la λ = 10,6 μπι. Un interferometru Zygo Corp, model gh „Fizeau” a fost utilizat pentru a produce interferograme la λ = 0,6328 μπι. Instrumentul avea un fascicul de testare cu diametrul de 10 cm și un fiat de referință cu reflectanță de 4%. Instrumentul utilizat pentru măsurarea sistemului optic la λ = 10,6 μπι a fost un interferometru Mach-Zehnder modificat, cu un picior de referință filtrat spațial și

funcționează în același mod ca un interferometru Smartt. Mach-Zehnder modificat (Fig 2) a fost ales deoarece (1) un interferometru sensibil la infraroșu la λ = 10,6 μίτι evită caracteristicile în afara benzii ale acoperirii; (2) filtrul spațial a permis interferometrului să fie auto-referință; henee, se poate încerca interferometria cu o singură trecere; (3) designul Mach-Zehnder a permis separarea fizică a picioarelor de testare și de referință, astfel încât contrastul franjelor să poată fi controlat cu atenuatoare din plasă de sârmă; și (4) cantitatea de înclinare și defocalizare a interferogramei ar putea fi variată într-o gamă largă, fără a pierde contrastul de franjuri, prin ajustarea poziției colimatoarelor în piciorul filtrului spațial. De altfel, interferometrul Mach-Zehnder modificat a fost un dispozitiv excelent atât pentru interferometria cu infraroșu cu o singură trecere, cât și pentru cea dublă.

Interferometria cu trecere dublă a sistemului complet la λ = 0,6328 μΐη nu a putut fi încercată din cauza pierderilor mari de energie a fasciculului de testare din cauza eficienței scăzute a rețelei ODD la această lungime de undă. Rețeaua ODD a fost proiectată pentru transmisivitate ridicată la λ = 10,6 μπι, iar reflectivitatea speculară a rețelei la λ = 0,6328 μπι a fost prea scăzută pentru a produce interferograme cu contrast utilizabil. De altfel, aberațiile complete ale sistemului au fost calculate din interferograme separate ale ODD și expanderul fasciculului. Configurația experimentală pentru interferometria ODD și expansor de fascicul este prezentată în Figura 3. Interferogramele ODD au fost obținute într-o configurație de trecere dublă folosind o oglindă fiat de 6" ca referință. Interferometria de expandare a fasciculului a fost efectuată folosind o rază de 1400 m, convexă. oglindă de referință sferică. Focalizarea expansiunii fasciculului a fost setată la 1400 m și au fost folosite două oglinzi Fiat de 8 inchi pentru a plia fasciculul de testare în expandorul fasciculului. Pentru analiză au fost obținute fotografii ale interferogramelor ambelor sisteme.

Problema de contrast scăzut la λ = 0,6328 μπι nu a fost evidentă la λ = 10,6 μπι și s-au obținut interferograme cu contrast ridicat, sistem complet dublu și simplu. Configurația experimentală dublă trecere este prezentată în Figura 4. Fasciculul laser C02 a fost filtrat spațial pentru a produce un fascicul de testare cu aberație scăzută. O placă de forfecare ZnSe a fost folosită pentru a verifica colimația fasciculului laser, iar fasciculul a fost colimat la cel puțin ax/4 defocalizare.

Aberațiile reziduale ale fasciculului au fost măsurate prin plasarea unei oglinzi de referință fiat de 6" în fața deschiderii de intrare ODD și luând mai multe interferograme. Fasciculul de testare a fost pliat în ODD cu două oglinzi fiat de 8" și reflectat înapoi asupra lui pe o rază de 1400 m. sferică! oglindă de referinţă Faza de întoarcere

'm.; 0DD ln °ft de separatorul de fascicul ZnSe și pliat în interferometru, iar interferogramele au fost înregistrate pe casetă video și fotografii.

Configurarea experimentală a.s1"Șle Pass este prezentată în Figura 5. Un fascicul laser C02 de 25 w (TEH00), cu o divergență de unghi complet de 2 mrad, la o distanță de 960 m de deschiderea de ieșire a expantorului fasciculului, a fost utilizat ca un sursa de iluminare.Extensorul fasciculului a fost îndreptat către laserul de jos, care era aceeași poziție a axei ca și testele anterioare, și focalizarea sa stabilită la 960 m. Fasciculul incident a fost centrat pe fasciculul extins folosind o scanare Interfermetrics Co., LN2 răcit, detector de HgCdTe pentru a detecta energia reflectată de pe structura secundară de suport.Energia reflectată a fost apoi maximizată prin deplasarea fasciculului incident, în două axe, în jurul deschiderii de ieșire a expantorului fasciculului.Fascicul incident a fost considerat centrat pe fasciculul extins atunci când maximul Energia reflectată a fost recepționată de detectorul de scanare. Fasciculul care ieșea din ODD a fost pliat în interferometru folosind două oglinzi fiat de 8" (Fig 5). Interferogramele rezultate au fost înregistrate în același mod ca și pentru interferometria IR cu trecere dublă.

Procedură

Au fost luate mai multe interferograme cu fiecare configurație experimentală. Fiecare interferogramă, pentru o anumită configurație, a avut o direcție sau orientare diferită de înclinare introdusă. Pe toate interferogramele, s-a notat direcția creșterii ordinii marginilor și a orientării frontului de undă, în raport cu extinderea fasciculului. Orientarea frontului de undă a fost determinată prin plasarea unor obscurități de diferite forme pe barele de sprijin secundare extinse ale fasciculului. Aceste întunecări, un triunghi și un pătrat, pot fi văzute în Figura 6b. A fost folosit un indicator de franjuri CM Industries pentru a determina direcția creșterii ordinii franjelor la λ = 0,6328 pm. Ordinea în creștere a franjelor a fost determinată la λ = 10,6 pm împingând cea mai apropiată oglindă pliată de interferometru, spre interferometru și notând direcția de mișcare a franjului.

Pentru ambele seturi de interferograme cu trecere dublă, a fost obținut un set de referință de interferograme prin plasarea unui fiat de referință de 6" în fața deschiderii de intrare a sistemului optic. aberațiile complete ale sistemului.Nu a fost disponibilă o astfel de tehnică pentru interferometria cu o singură trecere.Totuși, diametrul fasciculului incident la expansorul fasciculului a fost de aproximativ 2 m și s-a presupus că aberațiile frontului de undă, cu excepția celor sferice, pe diametrul fasciculului cu diametrul de 0,6 m. Cantitatea de aberație sferică în frontul de undă incident a fost calculată ca aproximativ 0,10λ, la λ = 10,6 pm, de James C. Wyant.2 Această cantitate de aberație sferică reziduală este o consecință a efectuării interferometriei la conjugate finite . 2 În cele din urmă, a fost efectuată o urmărire de raze computerizată pe interferometrul IR utilizând aberații de intrare de ordinul 5.3 Rezultatele indică faptul că cantitatea de aberații reziduale din interferometru a fost de aproximativ λ/20 rms, la λ = 10,6 pm. Prin urmare, s-a presupus că aberațiile măsurate prin metoda unei singure treceri s-ar datora în principal erorilor de cifra din optica expansoare a fasciculului plus λ/10 sferic rezidual în frontul de undă incident.

Toate interferogramele produse au fost evaluate utilizând programul de calculator de reducere a interferogramelor FRINGE.4'5 Programul de

calculator realizează o potrivire optimă a datelor interferometrice la un polinom Zernike de ordin 36. Din coeficienții polinomiului Zernike, programul calculează apoi aberațiile Seidel prezente. Parametrii inițiali ai programului de calculator au fost stabiliți pentru fiecare interferogramă astfel încât programul a calculat aberațiile frontului de undă, la $\lambda = 10,6$ pm, pentru o singură trecere normală prin sistemul optic. De asemenea, orientarea fiecărei interferograme, în raport cu expandorul fasciculului, a fost identică în timpul reducerii pentru a elimina variația unghiulară a datelor. Au fost apoi mediate aberațiile Iike Siedel rezultate și s-a calculat o deviație standard.

Rezultate

Exemple de interferograme pentru fiecare tehnică sunt prezentate în Figura 6. Unele caracteristici interesante pot fi văzute în interferogramele de expansiune a fasciculului (Fig 6b, c, d). În interferograma $\lambda = 0,6328$ pm, poate fi văzut un model strălucitor de pânză de păianjen. Acest model a fost produs prin imprimarea structurii suport a oglinzii primare pe suprafața oglinzii primare. Cu toate acestea, modelul de pânză de păianjen în sine nu a fost considerat ca fiind franjuri de interferență și, prin urmare, ignorat în reducerea datelor. În interferogramele $\lambda = 10,6$ pm pot fi observate margini sever rulate. Cu toate acestea, s-a constatat că, dacă diametrele reale ale opticii expansoare a fasciculului sunt desenate pe interferograme, aceste margini rulate erau în afara diametrului oglinzii primare și în interiorul obscurării oglinzii secundare. Aceste margini rulate s-ar putea datora difracției fasciculului de testare în jurul releului, oglinzilor primare și secundare și din nou au fost ignorate în reducerea datelor. Calea optică lungă H0 m) nu a permis reducerea acestui efect de difracție prin modificarea focalizării interferometrului.

Media aberațiilor Seidel și abaterile lor standard calculate sunt date în Tabelul 1. Datele de trecere dublă au aberațiile frontului de undă de referință scăzute. Orice aberații datorate oglinzii sferice de referință în datele de trecere dublă sunt identice deoarece oglinda de referință a fost montată în aceeași orientare la ambele lungimi de undă. De asemenea, aberația sferică reziduală $\lambda/10$ în măsurătorile cu o singură trecere a fost scăzută din date. Prin urmare, datele din Tabelul 1 sunt aberațiile optice ale dispozitivului Din Tabelul 1, se poate observa că aberațiile de front de undă produse de ODD sunt neglijabile. De asemenea, se concluzionează că aberațiile ODD măsurate sunt erori reale ale figurii suprafeței și nu acoperire

efecte de interferență, deoarece nu există stive complicate de acoperire în ODD. Astfel, majoritatea aberațiilor sunt cauzate de optica expansoare a fasciculului, iar datele $\lambda = 0,6328$ qm și $\lambda = 10,6$ qm pot fi comparate direct. O comparație a datelor $\lambda = 0,6328$ qm și $\lambda = 10,6$ pm arată că barele de eroare în comă, astigmatism și aberațiile sferice nu se suprapun, iar termenul de astigmatism are o schimbare de semn. Acest lucru indică posibil un efect de interferență în afara benzii, în datele $\lambda = 0,6328$ pm, a fost suprapus cu erorile de suprafață. Se vede că datele $\lambda = 10,6$ pm sunt în concordanță între

tehnicile de trecere simplă și dublă, prin aceea că barele de eroare se suprapun în toate cazurile, indicând faptul că oglinda de referință sferică a adăugat foarte puțină eroare de front de undă la date. De asemenea, pentru testul cu o singură trecere, sa concluzionat că aberațiile frontului de undă ale fasciculului incident și aberațiile reziduale din interferometrul IR au fost neglijabile. În cele din urmă, nu au fost observate efecte de fierbere a fasciculului sau alte efecte de fluctuație atmosferică în timpul măsurătorilor cu o singură trecere.

Concluzie

Rezultatele acestui experiment sunt în concordanță cu cele ale lui Bennett,1 prin aceea că interferometria sistemelor optice care conțin chiar și o oglindă reflectorizantă îmbunătățită trebuie făcută la lungimea de undă pentru care a fost proiectată acoperirea stivei dielectrice. Testarea la alte lungimi de undă decât cea proiectată poate provoca rezultate eronate în date. De asemenea, am arătat că interferogramele cu o singură trecere și dublă trecere a fasciculului de 960 m, luate la aceeași lungime de undă, produc rezultate identice în cadrul erorii programului de reducere. De altfel, am arătat că aberațiile induse atmosferic pe lungimea traseului de 960 m, la λ = 10,6 pm, au fost neglijabile pentru acest sistem optic. În cele din urmă, interferometrul Mach-Zehnder modificat a fost suficient de insensibil la vibrația fasciculului, deoarece nu au fost detectate fluctuații în modelul franjelor.

Mulțumiri

Aș dori să mulțumesc ajutorul lui James Mills, Chuck Moeller, Ken Zeringue, Joe Gribble și Chris Higgins pentru ajutorul acordat în colectarea datelor prezentate în această lucrare.

Referințe

1. Bennett, HE; Burge, DK, „Multilayer Thickness Uniformities Required to Meet Wavefront Error Tolérances in Laser Mirrors,” Proceedings of the Twelfth Annual Symposium on Optical Materials for High Power Lasers, Sept 30-0ct 1, 1980.

2. Wyant, James C.; Scrisoare personală către căpitanul James P. Mills la 18 martie 1980.

3. Cuneo, Peter și colab.; „Raport de analiză optică a interferometrului infraroșu cu auto-referenție”, Laboratorul de arme al forțelor aeriene, Baza Forțelor Aeriene Kirtland, New Mexico. Întocmită conform Contractului F29601-80-C-0056, Subsarcina 02-06.01, de către Perkin-Elmer Corporation.

4. Glassmen, NT, „Automated Interferogram Reduction”, Contemporary Optical Systems and Components Spécifications, voi. 181,.Procedurile simpozionului tehnic SPIE.

5. Loomis, Ioan; „A Computer Program for Analysis of Interferometric Data”, Societatea Americană pentru Testare și Material Publicație Specială 666, A. Guenther și D. Liebenberg, ed.

Tabelul 1.

Aberații Seidel la λ=10,5 pentru diverse tehnici

TIP

MAGNITUDINE (λ)

ANPLE (DEGPEES)

Trecere dublă: ODD (Testat la λ = 0,632 pm)

Astigmatism

Comă

Sferic

60,7 ± 3,6

154,9 ± 10,3

Trecere dublă: numai Beam Expander (scăzut la λ = 0,6328 pm)

Astigmatism

Comă

Sferic cal

0,208 ± 0,010

0,134 ± 0,021

0,039 ± 0,020

21.97 + 7.11

147,8 ± 4,04

Trecere dublă: Beam Expander și ODD (Testat la λ = 10,6 pm)

Ornatism asti

Comă

Sferic

-0,21C ± 0,045

0,248 ± 0,051

0,244 ± 0,045

77,53 ± 5,94

147,22 ± 22,04

O singură trecere: Urs. Expander și ODD (Testat la λ = 10,6 pm)

Asti gratism

Comă

Sferic cal

-0,194 ± 0,018

0,191 ± 0,084

0,322 + 0,076

67,6 ± 10,9

72,9 ± 74,5

Compactor fascicul

Oglinda primară

'■ i ; jr ι· Dispunerea optică a IP-ului Mach-Zehnder modificat. interferometru.

Figura 1: Tren optic al Beam Expander și ODD.

Lentila colimatoare

1

Modificat! Interferometru IR Mach-Zehnder

figura 1: fx per in en ta 1 Set-., p pentru Doublé Pa js IR Interferometry of the Dea in Expander și ODD.

a ODD Numai.

Figura f: Lxper i-er ta ì Configurare Fcr IR Interferometrie unică trecere ' r ·■ S ea iti Expander și ODD.

Figura Fa: Interferograma de trecere dublă a tue ODD, testată la >- 0,63281-m.

72 / SPIE Vol. 293 de distorsiuni ale frontului de undă în optica de putere (1981)

Figura 6d: Interferograma cu o singură trecere a Eeam Expander și ODD? testat AT λ=10,6'.'·M.

Distorsiunea frontului de undă introdusă prin eșantionare cu un grătar cu orificii

Marija S. Scholl

Rockwell International/Divizia Rocketdyne

6633 Canoga Ave., Canoga Park, California 91304

Abstract

O analiză exactă a găurii. Este prezentat un eșantionare cu fascicul de rețea cu lățime finită și dimensiunea găurii, pe baza doar aproximărilor utilizate în integrala de difracție. Se arată că niciun fascicul nu poate fi reconstruit exact în procesul de eșantionare. Eroarea introdusă de eșantionare depinde de distribuția frecvenței în fasciculul eșantionat.

I. Introducere

Eșantionarea fasciculului cu grilă de orificii este un element optic bine stabilit în diagnosticarea HEL.1-3 Este utilizat datorită versatilității și robusteții sale în niveluri ridicate de iradiere.4

De obicei, se presupune că eșantionarea perfectă și reconstrucția fasciculului pot fi realizate cu un dispozitiv de prelevare a fasciculului cu găuri proiectat corespunzător. ■ Analizele în sprijinul acestei concluzii se bazează pe derivații aproximative care au ca rezultat rezultate ușor de aplicat, în special adecvate proiectării inginerești și aplicațiilor practice.

Intenția acestui studiu este de a examina procesul de eșantionare și reconstrucție a unui fascicul laser utilizând eșantionarea fasciculului cu rețea de găuri, fără a se baza pe nicio altă aproximare decât pe cele utilizate în integrala de difracție. Înțelegerea eșantionării este semnificativă la fiecare punct de eșantionare din cauza considerentelor de fabricație: grătarul de găuri are doar dimensiuni finite, iar diametrul găurii nu este infinit de mic așa cum se presupune uneori.

În această lucrare, se obține o expresie exactă pentru fasciculul reconstruit, începând cu integrala de difracție. Acest lucru este necesar pentru ca contribuția fiecărei găuri la grinda finală reconstruită să poată fi luată în considerare separat. Ca urmare semnificativă, se arată că performanța unui eșantionator cu grinzi cu găuri depinde de distribuția de frecvență a fasciculului eșantionat.

În secțiunea următoare, este evaluat efectul rețelei de găuri de dimensiune finită asupra fasciculului reconstruit. În cea de-a treia secțiune, dimensiunea finită a găurilor este examinată cu privire la impactul acestora asupra fasciculului reconstruit. Concluzii semnificative sunt prezentate în ultima parte a lucrării. Se va arăta că niciun fascicul nu poate fi reconstruit perfect; totuși, un fascicul similar poate fi obținut după eșantionare dacă poate fi tolerată o anumită eroare.

II. Eșantionarea unui fascicul cu dimensiuni finite

Scopul utilizării unui rețea de găuri într-un sistem de diagnosticare a fasciculului de înaltă energie este dublu, așa cum este ilustrat în Fig. 1. Funcția sa principală este de a acționa ca un separator de fascicul pentru fasciculul laser de înaltă energie. Acesta acționează ca un divizor de amplitudine care reflectă fracțiunea mare a fasciculului într-un calorimetru pentru a măsura puterea totală, iar o mică fracțiune este transmisă prin acesta către instrumentele de diagnosticare. Instrumentele de diagnosticare sunt construite pentru putere redusă. Prin urmare, puterea în fasciculul transmis este limitată de nivelul de putere dictat de instrumentele de diagnosticare.

Transmisia puterii T a unui grătar cu gauri este

_ ______suprafața totală a deschiderilor_______

suprafața totală a grătarului de orificii

Pentru găurile circulare cu raza b distribuite pe o grilă dreptunghiulară separată de o distanță centru-centru c, transmisia devine

,2

φ =

2 c

Pentru alte distribuții de găuri, transmisia poate fi calculată folosind Eq. (1). De exemplu, pentru distribuția găurilor hexagonale, transmisia este egală cu

ттb2//з c2

Aceasta înseamnă că printr-o selecție a distribuției găurilor, transmisia poate fi variată păstrând parametrii de fabricație neschimbați.

A doua.funcție a grătarului pentru găuri este de a eșantiona fasciculul. Acesta dpes astfel ca un divizor de fascicul de amplitudine neperfect. În loc să împartă amplitudinea la fiecare poziție a fasciculului, grătarul de găuri transmite o porțiune a fasciculului neatenuat în poziția găurii și reflectă fasciculul incident pe zona din jurul găurii. Prin proiectarea corectă a rețelei de găuri și prin

invocarea teoremei de eșantionare, se presupune că fasciculul transmis în fiecare poziție este într-adevăr reprezentativ pentru fasciculul reflectat.

Necesitatea eșantionării fasciculului de mare putere este stabilită de cerințele instrumentarului de diagnostic. Prin urmare, aplicabilitatea teoremei de eșantionare la eșantionarea funcțiilor limitate spațial este rar pusă sub semnul întrebării.

Din teoria Fourier, este bine cunoscut faptul că o funcție nu poate fi limitată simultan spațial și limitată în bandă. 5 Aceasta înseamnă că, în cazul eșantionării fasciculului laser limitat spațial, teorema de eșantionare este, de fapt, inacceptabilă. Este rezonabil să presupunem că este aplicabil dacă o eroare poate fi tolerată.

Teorema de eșantionare

Orice funcție limitată de bandă cu lățimea frecvenței ξo, ηθ poate fi recuperată exact dacă un număr infinit de date eșantionate sunt prelevate în puncte separate prin intervale

X < 1/2ξ) o   o /

/   (2)

y < 1/2η   1

2o - o eu

Această condiție asigură că ordinele de frecvență spațială sunt separate în spațiu, astfel încât ordinea 0th poate fi separată de celelalte folosind un filtru spațial.

Funcție limitată spațial

Fasciculele laser sunt limitate spațial, așa cum se arată în Fig. 2: amplitudinea (sau pătratul său, intensitatea) și faza sunt prezentate pentru un fascicul reprezentativ în funcție de coordonate. Fie u(x,y) această funcție.

. iϕ(x,y)

u(x,y) = u(x,y)e

Unde

I(x,y) = |u(x,y)|2

Apoi, poate fi găsită transformata lui Fourier bidimensională

ϋ(ξ,η) = yy ïï(x,y) exp[-j2TT (χξ + yr))] dxdy = υ(ξ,η)ε

- 00

Secțiunea sa transversală cne-dimensională este prezentată în Fig. 3 în funcție de ξ pentru fasciculul reprezentativ din Fig. 2. Modulul și

faza sunt ambele de o întindere infinită datorită formei funcției. Este de așteptat ca secțiunea transversală în funcție de η să aibă aceleași caracteristici generale. Când teorema de eșantionare este aplicată funcției limitate spațial, se face o presupunere implicită:

1. că fie numai frecvențele până la frecvența ξθ poartă informații de interes, fie

2. că detectarea și procesarea ulterioară a semnalului va elimina frecvențele de peste ζ .

o

Ambele ipoteze înseamnă de fapt că, pentru toate scopurile practice, funcția de interes în spațiul Fourier este definită în intervalul [-ξo,ξo].

Tocmai acestei funcții se poate aplica teorema de eșantionare: transformata lui Fourier inversă poate fi reconstruită exact dacă eșantionarea este efectuată în punctele spațiale specificate de Ec. (2).

fpte transformată Fourier inversă a funcției trunchiate

nu este u(x,y). Funcția trunchiată este egală cu

\,nu ,ξ·'” ' reot(ît ' O ° <5'Л)

(Toate funcțiile speciale utilizate aici sunt definite în Ref. 6.) Forma sa inversă de Fourier trans este

ξo'ηo

(X y)

(4ξo,ηθ) sinus (2ξθχ, 2ηθγ)**ïï(x,y)

(3)

Aceasta este funcția care va fi reconstruită perfect. Datorită circumvoluției lui. funcție originală cu funcția sinus în coordonatele x și y, această funcție va fi de o întindere infinită și, datorită medierii, va lipsi structura fină a funcției originale. Este prezentat în Fig. 4 ca o funcție a coordonatei x.

Reconstituirea perfectă a funcției

®ξ ,η IX'У) O o

este posibil dacă este eșantionat cu un număr infinit de puncte de eșantionare, așa cum este cerut de teorema de eșantionare. În caz contrar, deoarece funcția ïï(x,y) este eșantionată, rezultatul eșantionării este introducerea distorsiunii sub forma medierii cu convoluția, așa cum este dat în ecuația. (3).

Dacă s-ar dori să reconstruiască funcția care este eșantionată, ar fi necesar să se creeze mai întâi o funcție cu bandă limitată

,η (ξ'η)

O o

prin trecerea ïï(ξ,η) printr-un filtru trece-jos cu funcție caracteristică

H(?,n) = rect Γ2ξ~ ' 2η~

L ьo o

Folosind abordarea prezentată aici, se identifică frecvența spațială maximă semnificativă care trebuie eșantionată de rețeaua de găuri. Separarea găurilor, distanța de eșantionare, este apoi calculată folosind Eq. (2). Mărimea deschiderilor este calculată folosind Eq. (1) , și prin cunoașterea transmiterii solicitate.

Această analiză arată că calitatea eșantionului cu rețea de orificii depinde de spectrul fasciculului.distribuția. În plus, înseamnă că grătarul pentru orificii acționează pentru a netezi fasciculul. Deoarece extinde, de asemenea, fasciculul, poate deteriora calitatea fasciculului.

III. Eșantionarea cu o dimensiune finită a găurii

Pentru această parte a problemei, se presupune că un fascicul limitat de bandă este eșantionat cu un grătar de orificii. De asemenea, se presupune că se iau un număr suficient de mare de puncte de eșantionare pentru a asigura o eroare minimă în fasciculul reconstruit.7 Aceste ipoteze sunt necesare pentru a separa contribuția dimensiunii găurii de alte efecte.

Configurația care trebuie luată în considerare acum este cea prezentată în Fig. 5. Raza laser este incidentă pe rețeaua de găuri situată în planul x„, y„. Un filtru trece-jos este situat în planul câmpului îndepărtat xF, yF. În planul câmpului îndepărtat, xR, yR, fasciculul este reconstruit.

Raza laser este incidentă pe rețeaua de găuri în planul XH'УH· Acolo se determină distribuția spațială u(xR,yR). Grila de orificii transmite fasciculul eșantionat

= ^H'УiP ^(xH'УH} ·

t(xH,yR) este funcția care descrie caracteristicile de transmisie ale rețelei de orificii. Dacă se folosește grătarul pentru orificii cu dimensiunile prezentate în Fig. 6, atunci Ií(χ^,γ^) poate fi scris Ή H

t(xH'yH)

N/2   M/2

n=-N/2 m=-M/2

/ x - ne cil \----b---

tu -

b

(5)

76 / SPIE Vol. 293 de distorsiuni ale frontului de undă în optica de putere (1981)

-atunci fasciculul prelevat devine

ÏÏs(xH'yH}

N/2

Σ

n=-N/2

M/2

Σ

m=-M/2

cil

ne

Уи - nou \

-b--

(6)

În câmpul îndepărtat,

planul transformării Fourier, câmpul este dat în GoodmanS

expijkz } r „ï «

UlXP'yF> = jÀZHF 2V~ <*F + Уp >1 ff гз(XH-Ун>

- 00

2π λζHP

(XHXF + YHYF)J dXHdyH

(7)

- Sensul acestei ecuații este că pentru a obține câmpul în fiecare punct din planul de selectare a comenzii, contribuțiile din întregul plan al grătarului de găuri trebuie să fie adunate. Ecuația (7) poate fi simplificată prin lăsare

C

HF

exp [jkzHF]

-jÀZHF

exp j

κ__

2zhg

, 22.

<XF + YF)

ecuația (7) devine atunci

u(xF-yF)

Us(xH,yH) eXp „j

2tt

ÀZHF

(XHyF + yHyF} dXHdyH

nu se evaluează această ecuație, câmpul eșantionat, Ec. (6)

trebuie înlocuit în ea

u(xF,yF)

N/2

Σ

n=-N/2

M/2

Σ

. (XH - И0 cilk b—

m=-M/2

■ exp j λζ„„ (xHXF + YHYε) dXHdyH

- HF

(8)

„Ordinea însumării și integrării poate fi schimbată. Apoi Eq. (8) devine

u(xF,yF)

N/2   M/2oo

Σ   Σ Я

n=-N/2 m=-M/2

cil

yH - nc\~, ,

—b /и{хн'ун}

•exp -j

2tt

XZHF

(XHXF + УНУГ} dXHdyH

(9)

(XH ~ nc

Coordonatele pentru fiecare integrală: centrul găurii.

sub

semnul însumării

poate fi schimbat la origine la

x„ = xTI - nc ¿ H

y2 = yH - eu

'găină Eq. (9) devine

N/2   м/2 ГоЍ /x7

u(xF,yF) = CHF   exp -j -λξ- (nxF .+ шурр/суЦ^- , g-)

n=-N/2 m=-M/2   "°°

• u(xF + nc,

y2 + mc)

exp -j·

2π

λζHE

(x2xF +^2^ dx2dy2

(10)

Această ecuație precizează că pentru a găsi câmpul în planul de selectare a ordinii, este necesar să se adauge contribuții din fiecare gaură. Contribuția din fiecare gaură este, în plus față de factorul de întârziere de fază

exp

_ · 2tt

.'3 ÀZHC

(nxF + myF)

dat de integrală

2 b

' b

2 + ne, y2 + mc) exp

, 2aF + y2YF)

HC

dx2dy2

Această integrală este doar o transformată Fourier a fasciculului incident la deschiderea oferită de fiecare gaură individuală. Este mai potrivit scris astfel:

_ · 2ir

. J ÀZHC

Io(xF,yF)

ne , У 2 + mc)

exp

(x2xF + У2Уp) dx2dy2

(12)

zonă

a a-a-a gaură

Prin urmare, contribuția fiecărei găuri la câmpul din planul selector de ordine este doar un model de difracție Fraunhoffer al câmpului incident. Factorul de fază depinde de numărul de găuri, n,m. Atunci când se adaugă contribuțiile din toate găurile, factorul de fază determină dacă adăugarea găurii (m,n)-lea este distructivă sau constructivă, în timp ce integrala determină dimensiunea termenului de adăugat. Pentru un câmp general u(xtj,xjj)', integrala Io(xF,yF) va avea o dependenţă funcţional■ diferită, în funcţie de mărimea câmpului şi de dependenţa sa funcţional faţă de zona găurii.

Separarea ordinelor poate fi găsită din termenul de fază cu Δη = Am = 1.

Apoi,

AxF = ayf

Prin urmare, se obține filtrul trece-jos cu funcție de transmisie

Acest filtru trece-jos permite cea mai bună reconstrucție a fasciculului eșantionat. Totuși, nu este o reconstrucție exactă, așa cum se va vedea din unele cazuri speciale analizate în continuare.

Incident de val plan pe gaura finită

Dacă o undă plană este incidentă pe gaura cu o dimensiune finită, atunci

și

u(x2 + ne, y2 + mc) = 1

ʊ(ξ,η) = δ(ξ,η)

Ecuația (12) poate fi evaluată

Io(XF'YF)

exp λZT (X2XF + Y2YF^ dx2dy2

L HC

zona a a-a-a gaură

Ec.

Acest

(10)

este doar familiara difracție Fraunhoffer devine

model dintr-o deschidere circulară. Apoi

Fiecare

de

Apoi

Ec.

F'7F

N/2

CHFIO^XF,yF^ V

n=-N/2

M/2

Σ

m=-M/2

exp

_ · 2πo

'3 ÀZHF

sumele din Ec. (13) poate fi evaluat

N/2

Σ exp

n=-N/2

(13) devine

_ . 2rc λζHρ

F'yf)   CHFTo(XF'YP exp

exp

2rc(x_ +

. £

3 ^7

2ircx

£ ÀZHF .

sin 'ircx^N- £ Làzhf J
sin -^cxF- ?zhfJ

F

sin гтcx Ni £ ?ZHF J
sin -TTCXF-ÀZHF

ттcy^M

£

ÀZHF .

ГπθγР́Ї

j

că datorită adăugării de

valuri din multiple

Interpretarea acestui rezultat este sursă, se observă multe vârfuri cu anvelopa dată de modelul de difracție dintr-o singură gaură.

Maximele primare sunt situate la

F

F

ÀZHF

c

Maximele secundare sunt situate la

2

ÀZHF

C

1

N

Există (Nl) zerouri situate între două primare

maxime.

Sunt situate la

F YF

-ZHF 1

c N

Dacă se folosește un filtru trece-jos cu această undă,

atunci se poate obţine fasciculul reconstruit

2 * F' yF

HLP(xF'YF

F'yF

T,yF) зxp

2rc (x

3

„iiCxnNi £

-ÀZHF

rîTCX.

_ F ÀZHF.

păcat

■frcy^M-

£ ?ZHF . -FCyF-

Xïï

HF J

W

F

F

ÀZHF

2c

^_ZHF

2c

Această expresie nu este, evident, aceeași cu transformata Fourier a fasciculului incident, prin urmare, fasciculul original nu va fi recuperat exact în planul câmpului îndepărtat, xR,yF. Maximul primar rhe corespunde funcției δ dacă λζ -----

transformarea ?ourier a fasciculului incident. Cu toate acestea, Formarea. De asemenea, vârfurile sunt înmulțite cu

¡Hp/cN este suficient de mic, adică vârfurile secundare reprezintă funcția in-Bessel falsă din cauza difracției

model la o gaură, care modifică într-o oarecare măsură distribuția frecvenței. Spectrul de frecvență complex este oarecum modificat chiar și pentru maximul primar.

Pe măsură ce numărul punctelor de eșantionare crește la infinit, maximul central devine mai îngust și mai reprezentativ pentru o funcție б, permițând o reconstrucție din ce în ce mai fidelă.

O undă arbitrară incidentă pe gaura infinitezimală

Apoi funcția

cil

M b /

este înlocuită cu o funcție δ în Ec. (11).

eu

'F

2,y2

2 + nC' Y2

exp

_ · 2π

.'3 ÀZHF

2^F

2 F

• dx£dy2 = u(nc,mc)

Apoi Eq. (10) devine

u(xF,yF)

C

HF

N/2

Σ

n=-N/2

M/2

Σ exp

m=-M/2

_ . 2 re

.'3 ÀZHF

(nxF + myF)

u(ne,mc)

Pentru fiecare punct din planul xF, yF, punctele din centrele găurilor sunt adăugate cu un factor de fază diferit. Unda rezultată este cea corespunzătoare interferenței fasciculelor NXM cu intensificări diferite.

O reconstrucție perfectă ar fi posibilă, conform căreia au fost prelevate multe mostre. Prin urmare, eroarea în este prezentă pentru toate pozițiile x , yF. Este egal cu

teorema de eșantionare, dacă câmpul infinit în planul selector de ordine

4û<Xj,,yp) * CHF

n>N/2   m>M/2

exp

. 2 Tre / ÀZHF

(nxF

mYF)

u(nc,mc)

n<-N/2 m<-M/2

Dacă unda u(nc,mc) este foarte mică, atunci eroarea în undă în câmpul îndepărtat va fi în mod corespunzător mică.

Un incident de val arbitrar pe gaura finită

Pentru cazul unei unde arbitrare и(x2,У2) incidente pe rețeaua de găuri, Ec. (11) trebuie evaluat din nou.

'ff Cy1(i/

- 00

ïï(x2 + ne,

y2 + eu)

2tt

exp „J tu—

ÀZHC

(x2xF + Y2YF) dx2dy2

(14)

Această integrală poate fi evaluată numeric dacă funcția и(x2,У2) pentru a obține o înțelegere în acest caz particular, sunt necesare presupuneri. Această integrală poate fi simplificată dacă se presupune că variază lent peste deschiderea găurii în fiecare locație (nc, me).

este cunoscut. În caz contrar, pentru a adăuga funcția u(x2,y2)

u(x2 + nc, У2 + eu) ss ïï(nc,mc)

(15)

M b /

Apoi Eq. (14) poate fi evaluat

Σo(xF'y~)

= u(ne,mc

У2 b

exp

2π

. Z.

-1 λζ

HC

(X2XF + y2yF} dx2dy2

u(nc,mc)

exp

zona a n-a m^h gaură

2tt ,   ,.

λΞ— (X2XF + y2yF riC

dx2dy2

Această integrare este doar expresia pentru modelul de difracție Fraunhoffer dintr-o deschidere circulară.9

Io(xF'yF) = u(nc,mc)

HF

F λζ

Apoi Eq. (1) poate fi evaluat

u (xp t Уp) CfiF

N/2

Σ

n=-N/2

HF

M/2

Σ

m=-M/2

u(nc,mc)

exp

2irc

(nxp + myp)

În cazul undei plane, aceste sume duble au fost evaluate într-o formă închisă. În cazul unui câmp arbitrar, sumele nu pot fi evaluate. Fiecare termen exponențial,

[-j (2ttc/Xzhf) (nxF + myF)]

se înmulțește cu valoarea funcției la locul eșantionării, u(nc,mc). Sumele duble reprezintă adunarea N x M grinzi de diferite intensificări. Ele pot fi evaluate folosind tehnici numerice dacă câmpul u(nc,mc) este cunoscut. Suma dublă devine atunci

N/2 M/2

Σ Σ

n=-N/2 m=-M/2

u(nc,mc)

exp

2ttc

ÀZHF

(nxp + myF)

= exp j

2τгc(Xp + yF)

ZHF

rrcx^Nq F

-TTCypM-

păcat

-F'

ÀZHF

-rcxp

ÀZHF

păcat

-TГCУp-

ÀZHF

În această expresie, f(x,y) reprezintă termenul de modulație amplitudine neegală. Folosind derivația similară cu cea din caz, se găsește unda transmisă de selectorul de ordine

datorită interferenței fasciculelor de secțiune pentru valul pian

u (xp' Уp)

iyFl <

XZHF

2c

ÀZHF

2c

Această expresie nu este, evident, aceeași cu transformata Fourier a fasciculului incident. Prin urmare, fasciculul original nu va fi recuperat exact în planul câmpului îndepărtat, xR,yR.

Dacă ipoteza (Ecuația 15) nu este făcută sau nu este valabilă pentru o anumită funcție u(x ,y), atunci această funcție este în mod evident subeșantionată. În acest caz, frecvențele semnificative (~1/b) nu sunt eșantionate de grătarul de găuri cu separarea găurilor c, care este prin cerințele de fabricație mai mari decât b.

IV. Concluzie

Sunt examinați doi parametri de fabricație în ceea ce privește efectul lor asupra performanței grătarului de găuri: ei sunt dimensiunea rețelei de găuri și diametrul găurii acestuia. S-a demonstrat că dimensiunea grătarului orificiului sau lățimea grinzii deteriorează eșantionarea și reconstrucția fasciculului. Cantitatea de deformare introdusă de eșantionare depinde de distribuția frecvenței în fasciculul eșantionat.

Efectele dimensiunii găurii sunt evaluate aici. Se arată din nou că o reconstrucție perfectă nu este posibilă cu dimensiunea găurii finite. Deformația depinde din nou de distribuția frecvenței în fasciculul eșantionat. Acest lucru poate fi cel mai bine ilustrat cu eșantionarea undei plane. Acest caz este interesant, deoarece începe cu o frecvență înainte de eșantionare; cu toate acestea, frecvențele sunt generate în procesul de reconstrucție.

Eșantionarea și reconstrucția diferită cu gaura infinitezimală și finită sunt, de asemenea, evidente. În cazul găurii finite, difracția la găuri are ca rezultat modificarea tuturor frecvențelor din fasciculul reconstruit. Acest lucru se întâmplă deoarece spectrul fasciculului original este înmulțit cu spectrul diafragmei. Gradul de deformare depinde de dimensiunea deschiderii.

Astfel, se arată că eșantionarea și reconstrucția fasciculului cu dispozitivul de eșantionare a grinzii cu găuri are ca rezultat o anumită deteriorare a fasciculului. Acest lucru poate fi făcut suficient de mic prin selectarea parametrilor de proiectare corespunzători.

Referințe

1. Phillips, EA, JP Reilly și DB Northam, „Off-Axis Unstable Laser Resonator: Operation”, Applied Optics, voi. 15, p. 2159, 1976.

2. Marquet, LC, „Atenuator cu rețele de difracție de transmisie pentru analiza de mare putere

Laser Beam Quality,"Applied Optics Letters, Vol. 10, p. 960,1971.

3. O'Neil, RW, H. Kleiman, LC Marquet, CW Kilcline și D. Northam, „Beam Diagnostics for High EnergyPulsed CO2 Lasers,” Applied Optics, Vol.13, p. 314,1974.

4. Harvey, JE și ML Scott, „The Hole Grating Beam Sampler- A Versatile HELDagnostic

Instrument", SPIE Proceedings 240, care urmează să fie publicată.

5. Friedman, B., Principies and Techniques of Applied Mathematics, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1956.

6. Gaskill, JD, Linear Systems, Fourier Transforms and Optics, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1978.

7. Papoulis, A., Systems and Transforms With Applications in Optics, McGraw Hill Co., 1968.

8. Goodman, JW, Introducere în optica Fourier, McGraw Hill Co., 1968.

9. Bracewell, RN, The Fourier Transform and Its Application, McGraw Hill Co. 1965.

Figura 1. Funcția rețelei de găuri este de a acționa ca un divizor de amplitudine a fasciculului și de a eșantiona fasciculul.

Φ(x.y)

Figura 3. O transformată Fourier corespunzătoare funcției din Fig. 2.

Figura 2. Fascicul laser limitat spațial descris de amplitudine și fază.

Figura 4. Funcția care poate fi reconstruită perfect.

(X,O)

Figura 5. Configurația pentru eșantionare și reconstrucție.

o o o o <э

^2Ъ

N.Gauri o o o o o

1П X

Direcţie

Eu oooo0

X ooooo

п ooooo—1

0 0 0 0 θ—¡

y

M Găuri în direcția ta

Figura 6. Un grătar de găuri cu N x M găuri.

84 / SPIE Voi. 293 de distorsiuni ale frontului de undă în optica de putere (1981)

Efectele erorilor de piston și înclinare asupra performanței telescoapelor cu oglindă multiple

R. R. Butts

Laboratorul de arme al forțelor aeriene Kirtland Air Force Base, New Mexico 87117

Abstract

Se calculează degradarea datorată fluctuației aleatoare a segmentului și nepotrivirii de fază pe câmpul îndepărtat mediu, pe axa iradierii unui fascicul laser transmis de la un telescop cu o oglindă primară segmentată. Expresia derivată este exactă în cadrul ipotezelor menționate și °oferă o alternativă mai precisă, pentru această aplicație, la aproximarea Strehl utilizată în mod obișnuit.

Introducere

Pentru un sistem conceput să transmită un fascicul laser către un receptor sau țintă, există patru opțiuni disponibile pentru a crește intensitatea radiației depuse:

1. Folosiți un laser cu lungime de undă mai scurtă.

2. Minimizați erorile de sistem.

3. Creșteți puterea laserului.

4. Măriți dimensiunea opticii de transmisie.

Fiecare pas evolutiv făcut în avansarea tehnologiei încorporează de obicei îmbunătățiri în cel puțin ultimele trei domenii. Deși construirea unui telescop de transmisie mai mare ar putea părea a fi una dintre cele mai simple abordări pentru îmbunătățirea performanței sistemului, pentru aplicațiile care implică distanțe foarte mari de propagare, va deveni din ce în ce mai dificil să se fabrice și să controleze optica de dimensiunea necesară.

O abordare care ar putea atenua unele dintre problemele inerente pur și simplu extinderii unui telescop de transmisie cu design convențional este împărțirea fasciculului laser între mai multe telescoape mai mici sau segmentarea oglinzii primare. Avantajele acestei abordări a proiectării telescopului pentru aplicații în imagini de înaltă rezoluție sunt larg apreciate. Telescopul cu oglinzi multiple aflate în funcțiune în prezent pe Muntele Hopkins colectează lumina cu șase oglinzi primare hexagonale. Planurile propuse pentru o continuare mai mare a telescopului spațial includ un primar segmentat.

În ambele cazuri, telescoapele sau segmentele individuale ar trebui să fie fazate împreună, astfel încât părțile fasciculului laser să adauge coerent asupra țintei. În plus față de cerința de fazare, diferitele sub-orificii ale transmițătorului ar trebui să fie îndreptate spre același loc pe țintă.

În practică, aceste cerințe ar fi satisfăcute doar imperfect. Ar exista o eroare reziduală de fază și o fluctuație de îndreptare a segmentelor oglindă care ar varia de la un segment la altul. Efectul acestor erori reziduale asupra câmpului îndepărtat, asupra iradierii axei este calculat mai jos.

Formalism

Considerăm o deschidere de transmisie a zonei A împărțită în N subdeschideri circulare ale zonei A /N = πϋ2/4. Dacă radiația monocromatică cu lungimea de undă λ este transmisă prin cele N sub deschideri și adusă la un focar la o distanță z de telescop, atunci câmpul în planul focal este dat de (neglijând termenii pur de fază)1

U(r") = (1/λζ) JU(r,) exp(-ikr-f*¡/z) d2r\

A

N

= (1/λζ) Σ JU (rp exp(-ikï>r1/z) d2^ n=! An

unde κ = 2π/λ și Un este câmpul din sub-apertura n- AR. Presupunem că fiecare UR este o undă de amplitudine uniformă cu o fază constând din piston aleatoriu și înclinare.

un(rp = (p/A)^ exP Uk [an + bn (χχ - xn) + cn (γχ - Уп)1}   <2)

unde (xn>Ÿn) este centroidul sub-apertura n—, iar P este puterea totală a fasciculului. Modelul de iradiere în pianul focal este apoi dat de

I(T) = U(r) U*(F)

= (P/λ2ζ2A) Σ J d2r\ f d2rl exp[-ikr·(rl-rl)/z]

n,m A x A z

n m

x exp {ik[an + bn(x1~xn) + (3)

X exp (-ik[am + bm(x2-im) + cт<У2-Ут)П

Presupunem că aR, bR și cn sunt variabile aleatoare gaussiene independente pe perechi cu media 0 și varianțe date de

<-> denotă o medie de ansamblu. Distribuția medie de iradiere a planului focal este

< I(r) > = (P/λ2ζ2A) ! Σ Л d2F d2F exp[-ikr.(FF)/z]

(n An 1 z xz

x < exp[ikbn(x1-x2)] > < exp[ikcn(y1-y2)] >

+ Σ J d2F f d2F exp [-ikr· (F,-F)/z]

n/m A x A z 1 z

n m

x < exp(ikan) > < exp(-ikam) > < exp[iкЬп(xx-xп)] >

x < exp[-ikbm(x2-xm)] > < exp[ikcn(y1-ÿn)] > < exp[-ikcm(y2-ÿm)] > j

= (P/λ2ζ2A) ¡Σ ff d2F d2F exp[-ikr· (F,-F9)/z]

(η An χ z xz

x exp {-k2a2 [(x1-x2)2 + (У1-y2)2]/2}

+ Σ f d2F J d2F exp[-ikF· (FF)/z] (5)

n/m A x A z xz

nm

x exp(-k2a2) exp {-k2o2[(x1~xn)2 + (Уi"Уп)2 + (x2_ïïm)2 + (y2"^m)2]/2^

Transformând în coordonatele sumei și diferențelor din primul set de integrații duble și translaționând originea în centroizii de sub-apertura în al doilea set de integrații în ecuația (5), este simplu să arătăm că

eu 1

< I(r) > = (P/λ2ζ2A) 4AD2 J pdp exp(-k2a2D2p2/2)

(01

_i ___

X [cos (p) -p71-p2] Jo(kDrp/z)

+ 4л2 exp(-k2o2) Σ exp[-ikr- (r -r„)/zl (6)

n^m 11 m

D/2)

X [fr,dr1 exp(-k2a2r2/2) J (krr,/z)]2

0 °1 I

Evaluând < I(T) > pe axă, obținem

Í 1

< 1(0) > = (P/λ2ζ2A) J 4 AD 2 f pdp

eu o

X exp(-k2a2r2/2) [cos-1 (p) -p^Γ^T] (7)

D/2)

+ 4л2 exp(-k2a2)(N2-N) [J rn exp(-k2o2r2/2)drn]2

u 01 11)

Integrările care apar în ecuația (7) pot fi efectuate analitic. Prima integrală poate fi evaluată prin integrarea pe părți și apoi folosind o substituție trigonometrică pentru a o transforma într-o identitate standard integrată pentru funcțiile Bessel. Rezultatul este

< 1(0) > = (PA/λ2ζ2) j [8/(Nk2a2D2)]

x[l - exp(-k2a2D2/4) [IQ(k2a2D2/4) + IJk^D2^)]]

(8)

+ [64/(N2k4a4D4)] (N2-N) exp(-k2o2)

X [1 - exp(-k2a2jD2/8)] 2 j

Iθ și I, indică funcțiile Bessel modificate de ordinul 0 și, respectiv, 1.2

Fie po = σθ/λ și p = σ^ρΏ/λ. Atunci ρθ este eroarea rms a pistonului în unde și p este eroarea rms de înclinare măsurată în unități de λ/D, unghiul de difracție al sub-apertura. Dacă normalizăm < 1(0) > prin valoarea sa limitată de difracție, PA/λ2ζ2, obținem raportul Strehl pe care îl notăm cu Irel' În funcție de pQ și p, Irej este dat de

Trel = (2/Ntt2p2) {1 -exp(-η 2p2) [Iθ (n 2p2) + I-Jn2?2)]}

+ 4 [(Nl)/(Nπ4ρ4)] exp(-4л2p2) [1 - exp(-л2p2/2)]2

Ecuația (9) poate fi comparată cu aproximarea Strehl:

Irei - exp[-4n2(Nl)po2/N -л2p2/2]   (10)

Aproximația Strehl dă valori mai mici decât ecuația (9), dar devine mai precisă pe măsură ce crește numărul de sub deschideri. Pentru Nè 6, aproximarea Strehl este la câteva procente din valoarea corectă pentru Ire^ è 0,4.

Rezultate

Este instructiv să notăm comportamentul lui I χ pentru anumite cazuri speciale.

Cazul 1. N = 1. Desigur, I este independent de po când există o singură deschidere.

Irel = (2/л2p2){1 - exp(-л2p2)[Ip(л2p2) + Ii(л2p2)]}

(U)

este

reprezentată în funcție de p pentru cazul cu o singură deschidere din Figura 1. Curba solidă arată rezultatul exact dat de ecuația (11). Pentru comparație, curba punctată arată I j așa cum este dat de aproximarea Strehl. Aproximația Strehl devine mai puțin precisă pe măsură ce dimensiunea scării spațiale a aberațiilor crește. S-ar putea anticipa, prin urmare, că aproximarea Strehl ar fi cea mai puțin precisă pentru o aberație de fază constând dintr-o înclinare pură peste întreaga deschidere. Într-adevăr, vedem în Figura 1 că atunci când I ! = .5, aproximarea Strehl dă o eroare de aproximativ 20%.

Cazul 2. σ™ = 0. Limita ca p -- 0 poate fi1 evaluată prin substituirea seriei de puteri pentru funcțiile exponențiale și Bessel din ecuația (9). Pentru p = 0,

*rel =

[1 + (Nl) exp(-4л2p02)]/N   (12)

Irel este prezentat în funcție de p0 în Figura 2 pentru cazul σ„ = 0 și N = 6. Curba punctată a fost obținută din aproximarea Strehl. Ca pò -> », fasciculele din fiecare dintre sub-orificii se adaugă incoerent la receptor, iar Irej ■* 1/N. Comportamentul asimptotic corect nu este însă încorporat în aproximarea Strehl și vedem că Irej dat de curba întreruptă scade la zero pe măsură ce po devine mare.

Cazul 3. N -> oo. Pentru a calcula forma limitativă a lui Irej, deoarece numărul de subdeschideri tinde spre infinit, este necesar să se precizeze care cantități trebuie menținute constante. Probabil că cel mai semnificativ mod de a face acest lucru este să remediați A, totalul . aria transmițătorului și σ2, varianța de înclinare nenormalizată. Atunci forma limitativă a ecuației (9) este

Figura 1. !rei vs P pentru cazul unei deschideri. Curba solidă este de la rezultatul exact; curba punctată este din aproximarea Strehl.

$$Irel = \exp(-4\pi 2\rho o2) \quad (13)$$

Ecuația (13) agréés tocmai cu forma limitativă a aproximării Strehl. Cu A fixat, D->0 ca N -> oo. Aproximația Strehl devine exactă în cazul limită al aberațiilor de fază a căror lungime de corelație este mult mai mică decât dimensiunea deschiderii de transmisie. Deoarece aberațiile din diferite sub-apertura s-au presupus a fi necorelate, ne-am aștepta ca aproximarea Strehl să fie exactă în limita N -» oo.

Figura 2.

cazul a șase

Figurile 3 și 4 arată Irel în funcție de p pentru cazurile N = 6 și N = 18 respectiv.   The

curbe diferite din fiecare figură corespund unor valori diferite ale Po cu Pô variat de la 0,0 la 0,25 în incremente de 0,05; adică eroarea pistonului este crescută cu val 1/20. Irei scade pe masura ce po creste,

Po = 0, iar fiecare curbă succesiv inferioară corespunde valorii următoare mai mare a p0· Din nou, rezultatele date de aproximarea Strehl sunt prezentate ca curbe întrerupte în fiecare figură.

Irel vs ₽o pentru deschideri și fără erori de indicare. Curba solidă este din rezultatele exacte; curba punctată este din aproximarea Strehl.

deci curba superioară din fiecare figură corespunde

1

Figura 3. vs P f°r Po - 0,0, 0,25 (0,05) pentru o matrice în fază de șase

deschideri. Curbele solide sunt de la rezultatul exact; curbele punctate sunt din aproximarea Strehl.

(Tilt Std. Dev.)*D/Lambda

Figura 4· ^el vs p pentru po = 0,0, Ó.25 (0,05) pentru o matrice fază de 18 deschideri. Curbele solide sunt de la rezultatul exact; curbele punctate sunt din aproximarea Strehl.

Deși multe surse importante de aberații au fost ignorate și s-au folosit câteva ipoteze simplificatoare, ecuația (9) ar trebui să fie utilă pentru a determina cerințele de precizie a fazării și a îndreptării pentru piesele componente ale unei oglinzi multiple sau ale telescopului cu oglindă segmentată.

Referințe

1. Goodman, JW, Introducere în optica Fourier, McGraw Hill 1968.

2. Abramowitz, M. și Stegun, IA, Handbook of Mathematica! Funcții, Biroul Național de Standarde 1964.

Maparea ondulației Fresnel a oglinzilor laser răcite cu apă

Charles L. Budde

Filiala de Dezvoltare a Sistemelor, Divizia de Dezvoltare Laser, Laboratorul de Arme al Forțelor Aeriene AFWL/ARLB, Kirtland AFB, New Mexico 87117

Abstract

Este bine cunoscut faptul că difracția într-un tren optic va produce ondulații de intensitate Fresnel în câmpul apropiat. O lucrare anterioară a lui Avizonis, O'Neil și Hedin a emis ipoteza că aceste ondulații Fresnel vor fi atenuate de oglinzi laser tipice răcite cu apă, producând distorsiuni ale suprafeței, care, la rândul lor, ar determina o scădere a intensității maxime a câmpului îndepărtat. Acest fenomen de siesta Fresnel a fost studiat prin dezvoltarea unui model detaliat cu elemente finite al unui segment de un inch cu un inch al unei oglinzi laser răcite cu apă. Modelul a fost încărcat cu un flux uniform de căldură de suprafață cu diferite orientări ale ondulațiilor de intensitate Fresnel suprapuse. A fost efectuată o analiză neliniară a transferului de căldură în stare de echilibru pentru a determina distribuția temperaturii în cadrul modelului. Apoi a fost efectuată o analiză a deformației termice și a fost calculată distorsiunea suprafeței oglinzii. Toate analizele au fost efectuate folosind codul computerizat NASTRAN cu elemente finite. Rezultatele au arătat că oglinda a mapat într-adevăr ondulațiile de intensitate Fresnel. Efectul de cartografiere s-a dovedit a fi nesemnificativ pentru cazurile particulare analizate, dar rezultatele proiectate au indicat că fenomenul de cartografiere a ondulației Fresnel ar putea fi

semnificativ pentru sistemele laser cu putere mai mare și/sau cu lungime de undă mai scurtă.

Introducere

În Referința 1, Avizonis, O'Neil și Hedin au examinat aberațiile de cartografiere a intensității pentru fasciculele laser de putere medie mare din punctul de vedere al teoriei difracției. Este bine cunoscut faptul că difracția într-un tren optic va produce ondulații de intensitate Fresnel în câmpul apropiat. Ei au emis ipoteza că aceste ondulații Fresnel ar fi cartografiate de oglinzi laser tipice răcite cu apă, producând distorsiuni ale suprafeței, care, la rândul lor, ar determina o scădere a intensității maxime a câmpului îndepărtat. Lucrarea lor a arătat efectul advers al distorsiunii rms a suprafeței oglinzii asupra distribuției intensității câmpului îndepărtat. De exemplu, ecuația (I) oferă expresia lor analitică aproximativă pentru intensitatea normalizată pe axă în câmpul îndepărtat ca o funcție a distorsiunii rms a suprafeței oglinzii (δ n_) și a lungimii de undă a radiației (λ).

If/Iffo~ exP í-(2Π órms/A)¿} (1)

Ecuația (1) arată că o distorsiune rms a suprafeței oglinzii de λ/20 produce o scădere a intensității maxime a câmpului îndepărtat de 9,4%, intensitatea maximă a câmpului îndepărtat scăzând foarte rapid pentru 1 valori mai mari.

Necunoscuta principală din Referința 1 a fost că autorii nu au avut nicio modalitate de a estima cât de mult ar fi produsă distorsiunea suprafeței oglinzii de o ondulație dată de intensitate Fresnel în câmp apropiat. Prin urmare, obiectivul principal al acestei lucrări a fost acela de a determina cantitatea de distorsiune a suprafeței produsă pe o oglindă laser tipică răcită cu apă prin condiții nominale de încărcare de mare putere cu ondulații de intensitate Fresnel nominale. Odată ce cantitatea de distorsiune a suprafeței oglinzii a fost determinată, aprinderea fenomenului de cartografiere a ondulației Fresnel a putut fi evaluată cu ușurință folosind tehnicile dezvoltate în Referința 1.

Procedura de analiză

Deoarece fenomenul de cartografiere a ondulației Fresnel este un efect localizat, acesta poate fi studiat prin privirea doar la un mic segment al unei oglinzi laser tipice răcite cu apă. Prin urmare, a fost dezvoltat un mod detaliat cu elemente finite dintr-un segment de un inch cu un inch al unei oglinzi. Figura 1 prezintă o vedere de capăt a modelului, cu regiunile umbrite reprezentând pasajele de lichid de răcire. Segmentul oglinzii are un schimbător de căldură cu trecere dublă. adică două straturi de pasaje de lichid de răcire. Rețineți că geometria de bază a oglinzii este în concordanță cu cea studiată în Referința 1. Modelul oglinzii a avut 3350 de puncte de grilă când a fost utilizat pentru analiza transferului de căldură și 30,66 de puncte de grilă când a fost utilizat pentru analiza deformației termice. Punctele de grilă suplimentare pentru analiza transferului de căldură au fost necesare pentru a reprezenta temperatura fluidului de răcire. Toate analizele au fost efectuate pe computerul CDC CYBER 176 al

Laboratorului de Arme al Forțelor Aeriene folosind codul computerului cu elemente finite MSC/NASTRAN. Dimensiunea modelului utilizată pentru analiză se apropie de cea mai mare care ar putea fi rulată pe CYBER 176 fără a recurge la tehnici de substructurare.

După dezvoltarea modelului, următorul pas a fost efectuarea unei analize neliniare a transferului de căldură în stare de echilibru pentru a determina distribuția temperaturii în cadrul modelului. Efectul neliniar major este că coeficientul de transfer de căldură dintre oglindă și lichidul de răcire este o funcție de temperatura peretelui. Acest lucru se datorează în primul rând faptului că vis

Costitatea apei se schimbă rapid cu temperatura. Au fost necesare doar trei sau patru iterații pentru ca soluția neliniară să converge la o toleranță foarte mică. Ipoteza de stare staționară a fost verificată prin efectuarea unei rulări tranzitorii. Această rulare a arătat că suprafața a atins starea de echilibru în mai puțin de 0,1 secunde, în timp ce spatele oglinzii a durat câteva. secunde pentru a ajunge la starea de echilibru. Deoarece obiectivul a fost studiul distorsiunilor localizate ale suprafeței, soluția în stare de echilibru a fost considerată acceptabilă. Pe lângă sarcina de flux de suprafață ino. analiza a luat în considerare încălzirea prin frecare în pasajele de răcire a furnicilor. Cu toate acestea, acest efect s-a dovedit a fi de importanță secundară. În cele din urmă, prin modelarea fluidului codant, în analiză a fost luat în considerare efectul creșterii temperaturii fluidului codant. Totuși, acest lucru a dus și la o matrice de conductivitate nesimetrică care a complicat analiza și a făcut-o mai scumpă.

Odată ce a fost determinată distribuția temperaturii în cadrul modelului, a fost efectuată o analiză de deformare termică pentru a obține soluția de deplasare. Această analiză a fost foarte simplă, deși costisitoare datorită dimensiunii mari a modelului. După finalizarea analizelor cu elemente finite, a fost efectuată post-procesarea pentru a genera diagrame, a interpreta rezultatele și a calcula distorsiunea rms a suprafeței.

Condiții de încărcare

Condiția de încărcare de bază a fost aleasă să fie un flux de căldură de suprafață absorbit uniform de 70 11/cm. Alte condiții de încărcare au fost apoi create prin suprapunerea unei ondulații de intensitate Fresnel pe acest caz de referință. Modelul de ondulare Fresnel utilizat este prezentat în Figura 2. Variația de amplitudine a ondulației este o valoare nominală, dar este în concordanță cu previziunile analitice și observațiile experimentale. Distanța dintre ondulații a fost aleasă ca 0,1 inch. aceeași distanță ca și pasajele codante din oglindă. Acest spacino a fost considerat a fi o condiție în cel mai rău caz, deoarece modelul de încărcare ar putea coincide apoi cu modelul natural de distorsiune produs de geometria schimbătorului de căldură. În plus, această distanță este apropiată de cea utilizată în Referința 1 și este în concordanță cu alte predicții analitice și observații experimentale. Modelul ondulat prezentat în figura 2 a fost aplicat pe suprafața

modelului oglindă în trei orientări: paralel cu pasajele codante cu vârfurile peste pasaje, paralel cu pasajele codante cu vârfurile dintre pasaje și perpendicular pe pasajele codante. . O condiție de încărcare suplimentară a fost aleasă ca un model alternativ de puncte de încărcare cu flux ridicat și scăzut, așa cum se arată în Figura 3. Acest model de „tabla de șah” ar putea fi imaginat ca o serie de ondulații care rulează la 45 de grade față de pasajele codante, cu o distanță de 0,07 inci. Rețineți că ondulațiile ar putea fi imaginate ca rulând în oricare dintre cele două direcții. În toate cazurile, cantitatea totală de energie absorbită a fost aproximativ aceeași.

Rezultate

Figura 4 prezintă o vedere de sus a modelului de oglindă. Modelul avea o gamă pătrată de 21 pe 21 de puncte crid pe suprafața superioară. Rezultatele vor fi prezentate arătând distribuția temperaturii suprafeței și deplasarea normală fie de-a lungul axei x = 0,5, fie de-a lungul axei y = 0,5, adică fie perpendicular pe pasajele de lichid de răcire, fie paralel cu acestea. Temperaturile sunt afișate în grade Fahrenheit și deplasarea în inci. Temperatura de referință pentru toate analizele a fost de 85 de grade Fahrenheit.

Figurile 5 și 6 arată rezultatele pentru cazul fluxului uniform de căldură de suprafață. În figura 5, se vede că un mic efect de ondulare este produs doar de geometria ex-canalului de căldură. De asemenea, rețineți temperatura ridicată și deplasarea la cele două capete, care este cauzată de faptul că nu există pasaje de lichid de răcire pe marginile modelului. Această creștere rapidă a temperaturii pe marginile modelului indică, de asemenea, capacitatea ridicată de absorbție a căldurii a schimbătorului de căldură oglindă. Efectul de margine prezentat în Figura 5 a fost influențat în interpretarea rezultatelor, deoarece răspunsul din centrul modelului, care a indicat răspunsul unei oglinzi reale, a fost de interes principal. Figura 6 arată răspunsul modelului de-a lungul axei y = 0,5, paralel cu pasajele de lichid de răcire. Acesta arată efectul creșterii temperaturii lichidului de răcire și, de asemenea, ilustrează comportamentul clasic de curbare termică a oglinzilor laser. Lichidul de răcire a crescut în temperatură cu aproximativ 1,0 grade după trecerea prin pasajele superioare, cu o creștere suplimentară a temperaturii cu 0,1 grade după trecerea prin pasajele inferioare.

Figura 7 prezintă rezultatele pentru cazul undelor de intensitate Fresnel paralele cu trecerile lichidului de răcire cu vârfurile peste pasaje. În acest caz, ondulațiile Fresnel au întărit efectul de ondulare naturală al schimbătorului de căldură în oglindă. Rețineți totuși că, deși diferența de temperatură vârf-la-val s-a dublat mai mult decât în comparație cu cazul fluxului uniform, diferența de deplasare vârf-la-val1e a crescut doar cu aproximativ 10%. Aceasta ilustrează efectul de netezire structurală produs de căldura oglinzii ex-

chanaer. Răspunsul în oglindă paralel cu pasajele de lichid de răcire a fost practic sare ca pentru cazul fluxului de căldură de suprafață uniformă.

Figura 8 prezintă rezultatele pentru cazul cu ondulațiile de intensitate Fresnel paralele cu pasajele de lichid de răcire cu vârfurile dintre pasaje. În acest caz, ondulațiile Fresnel au fost aproape complet negate de efectul natural de ondulare al schimbătorului de căldură nirror. Deoarece variațiile de temperatură au fost atât de mici, nu a fost efectuată nicio analiză de deformare termică pentru acest caz. Răspunsul oglinzii paralel cu pasajele de lichid de răcire a fost practic același ca pentru cazul fluxului de căldură de suprafață uniform.

Figura 9 prezintă rezultatele pentru cazul cu ondulațiile de intensitate Fresnel perpendiculare pe pasajele lichidului de răcire. Acest caz ilustrează că oglinda este mult mai puțin susceptibilă la fenomenul de cartografiere a ondulației Fresnel în direcția paralelă cu pasajele de răcire, spre deosebire de direcția perpendiculară pe pasajele de răcire. Această caracteristică se datorează rigidității mai mari la încovoiere a oglinzii în jurul unei axe perpendiculare pe canalele de răcire. În plus, rigiditatea de-a lungul oricărei axe paralele cu canalele de răcire va fi constantă, în timp ce rigiditatea va varia periodic de-a lungul unei axe perpendiculare pe pasajele de răcire. Răspunsul oglinzii perpendicular pe pasajele lichidului de răcire a fost practic același ca și pentru cazul fluxului termic de suprafață uniform.

Figurile 10 și 11 arată rezultatele pentru cazul cu ondulații de intensitate Fresnel la 45 de grade față de pasajele de răcire. Această condiție de încărcare (vezi Figura 3) a combinat aspecte ale a trei dintre celelalte condiții de încărcare, deoarece ar putea fi privită ca o serie eșalonată de ondulații care rulează fie paralel cu pasajele de lichid de răcire, fie perpendicular cu acestea. Motivul pentru care această condiție de încărcare este mai gravă decât oricare dintre celelalte este că constă dintr-un punct de încărcare de intensitate mare, înconjurat de patru puncte de încărcare de intensitate scăzută sau, dimpotrivă, un punct de încărcare de intensitate scăzută, înconjurat de patru puncte de încărcare de intensitate mare.

Rezultatele pentru toate cazurile analizate sunt rezumate în Tabelul 1. Calculele suprafeței vârf-val1ey (pv) au fost făcute în centrul segmentului oglindă. Rețineți că răspunsul în oglindă este independent de lungimea de undă a radiației, depinzând doar de mărimea radiației absorbite. În consecință, un anumit nivel de radiație absorbită va produce un anumit nivel de distorsiune indiferent de lungimea de undă și, evident, va fi mai mare în raport cu o lungime de undă mai scurtă decât una mai lungă. Astfel, fenomenul de cartografiere a ondulației Fresnel va fi mai sever pentru radiația cu lungime de undă mai scurtă.

Tabelul 1. Rezumatul rezultatelor analizei

Condiție de încărcare_______________________ΔTη___ν______Δυζρ-ν
(λ=10.6ρπι)

(1) Flux uniform 0,82160' λ/1924

(2) Ondulări paralele cu pasaje1.79130λ/1732

(Vârfuri peste pasaje)

(3) Ripples Parallel to Passages0,14800nu sunt analizate

(Vârfuri între pasaje)

(4) Ondulări perpendiculare pe pasaje 0,84620λ/1935

(5) Ondulări la 45 de grade la treceri2,78837^/1541

Δυζρ^ν (λ=1,3ym) '■ λ/236 λ/212

neanalizat

λ/237 λ/189

Rezultatele proiectate

După cum se vede din Tabelul 1, pentru cazurile analizate, cantitatea de distorsiune termică în oglindă produsă de fenomenul de cartografiere a ondulației Fresnel a fost suficient de mică pentru a exclude orice scădere vizibilă a intensității maxime a câmpului îndepărtat. Prin urmare, a fost făcută o încercare pentru a estima ce tip de condiție de încărcare ar putea fi necesară pentru a produce distorsiuni termice suficient de severe pentru a provoca o scădere semnificativă a intensității maxime a câmpului îndepărtat. Aceste estimări au fost făcute prin extrapolarea celor mai defavorabile rezultate din acele cazuri efectiv analizate, adică cazul cu ondulațiile Fresnel la 45 de grade la pasajele lichidului de răcire. Condițiile de încărcare analizate au fost o creștere a intensității medii absorbite și/sau o creștere a amplitudinii de la vârf la vale a ondulației intensității Fresnel. Aceste rezultate proiectate sunt rezumate în Tabelul 2.

Tabelul 2. Rezumatul rezultatelor proiectate

Condiție de încărcare ________________________ATp-v_______DyZP-v(λ = 10,6µm)______DyZp-v(λ=1,3pm)

(O QMEAN=70 W/cm¿?± 100%55,76740V77λ/9,45-------

(2) QMEAN=700 W/ciru ± 5%27,88370λ/154λ/18 9

(3) QMEAN=700 W/ern ± 100%557,67400λ/7,7λ/0 945

După cum se vede din Tabelul 2, par să existe condiții de încărcare pentru care fenomenul de cartografiere Fresnel ripple va produce distorsiuni termice în oglindă suficient de mari pentru a provoca o scădere semnificativă a intensității maxime a câmpului îndepărtat. Cu toate acestea, rezultatele proiectate prezentate în Tabelul 2 nu trebuie presupuse a fi neapărat realiste sau exacte, ci doar indicative

ale tendințelor. Cazurile analizate efectiv indică faptul că nu există o corespondență unu-la-unu între o creștere a intensității de încărcare și o creștere a distorsiunii termice a oglinzii. În plus, caracteristicile structurale smoothino ale oglinzii sunt foarte eficiente în atenuarea variațiilor de intensitate din încărcare. fluidul de răcire și făcând schimbătorul de căldură din oglindă mai eficient, cu toate acestea, pot fi imaginate condiții de încărcare care vor produce suficiente distorsiuni termice în oglindă pentru a provoca o scădere semnificativă a intensității maxime a câmpului îndepărtat, în special pentru sistemele laser cu o putere mai mare și/sau cu lungime de undă mai scurtă.

Concluzii

Această lucrare a demonstrat că analiza cu elemente finite a unui segment mic al unei oglinzi laser tipice răcite cu apă poate fi utilizată pentru a studia caracteristicile distorsiunii termice localizate ale oglinzii. Această tehnică de analiză a fost folosită pentru a studia fenomenul de cartografiere a ondulației Fresnel și a arătat că oglinda a mapat într-adevăr ondulațiile de intensitate Fresnel. Pentru orientările adverse ale ondulațiilor de intensitate Fresnel în raport cu pasajele de lichid de răcire din oglindă, distorsiunea termică a fost agravată. În schimb, pentru orientări favorabile, distorsiunea termică a fost redusă la minimum. Chiar și pentru cel mai rău caz din toate cazurile particulare analizate, rezultatele au arătat că fenomenul de cartografiere este nesemnificativ. Cu toate acestea, rezultatele proiectate au indicat că fenomenul de cartografiere a ondulației Fresnel ar putea fi semnificativ pentru sistemele laser cu putere mai mare și/sau cu lungime de undă mai scurtă. Deoarece tehnologia laser progresează rapid către sisteme de putere mai mare/lungimi de undă mai scurte, este clar că efectele de ordinul doi, cum ar fi fenomenul de cartografiere a ondulației Fresnel, vor deveni din ce în ce mai importante. Prin urmare. pentru aceste sisteme laser mai noi, se recomandă ca analiza de tipul descris în această lucrare să fie utilizată pentru a evalua semnificația aberațiilor optice de cartografiere a intensității de ordinul doi și pentru a găsi modalități de minimizare a oricăror efecte adverse.

Preferințe

1. Avizonis, PV. O'Neil. BD și Hedin, VA, „Intensity f'apping Optical Aberrations”, Applied Optics, voi. 17, p. 1527-1531, 1978.

2. McCormick, CI!. (Editor), „Manualul utilizatorului MSC/NASTRAN”, MSR-3S, f'acNeal-Schwendler Corporation. 1981.

eu .0

QMEAN + 5*

QMEAN

QMEAN· U 07 kw/cm2

QMEAN- 5«

Figura 1. Vedere de capăt a modelului de segment de oglindă.

Figura 2. Descrierea ondulației.

QRIGH · QMEAN+5%

OH GH

QLOW

QRIGHT

QLOW = QMEAN-5» QLOW   QHIGH

QLOW

QRIGHT

QLOW

eu   i QHIGH

0,05 —►]

0,05

Figura 4. Vedere de sus a segmentului oglinzii.

Figura 3.

Ondulări la 45 de grade la pasajele lichidului de răcire.

Figura 6. Răspunsul de-a lungul axei y = 0,5 datorită fluxului uniform de căldură de suprafață.

Figura 5. Răspunsul de-a lungul axei x = 0,5 datorită fluxului uniform de căldură de suprafață.

Figura 7. Răspunsul de-a lungul axei x = 0,5 datorită ondulațiilor paralele cu pasajele de lichid de răcire cu vârfuri peste pasaje.

Figura 8. Răspunsul de-a lungul x=0,5 datorat ondulațiilor parai lei. la pasajele de lichid de răcire cu vârfuri între pasaje.

Figura 9. Răspunsul de-a lungul axei y=0,5 din cauza ondulațiilor perpendiculare pe pasajele lichidului de răcire.

Figura 10. Răspunsul de-a lungul axei x=0,5 din cauza ondulațiilor la 45 de grade la pasajele lichidului de răcire.

Figura 11. Răspunsul de-a lungul axei y=0,5 din cauza ondulațiilor la 45 de grade la pasajele lichidului de răcire.

Măsurătorile de distorsiuni optice și câmpuri îndepărtate pentru materiale cu ferestre laser

John A. Detrio

Institutul de Cercetare al Universității din Dayton 300 College Park, Dayton, Ohio 45469

Abstract

Distorsiunea optică indusă de laser în materialele ferestrelor laser poate afecta grav performanța unui sistem optic de mare putere. Distorsiunile rezultă din modificările indicelui de refracție produse de gradienții termici induși de laser. Efectul termo-optic (dn/dT), dilatarea termică și efectul optic de stres contribuie la pierderea intensității câmpului îndepărtat. Sunt prezentate măsurători experimentale ale lentilelor termice în ZnSe și experimente pentru a monitoriza distorsiunea materialelor fluorurate iradiate cu laser. Pentru un profil de fascicul gaussian bine comportat, distorsiunea ferestrei produce un efect de lentilă termică în ZnSe care schimbă focalizarea, dar produce doar o ușoară distorsiune; Refocalizarea sistemului optic poate restabili intensitatea la țintă în această situație. În general, distorsiunile induse de laser vor urma variațiile profilului fasciculului. Profilurile de intensitate a fasciculului neregulat introduc o distorsiune mai mare decât profilele de fascicul uniform.

Introducere

Lentila termică și distorsiunea indusă termic produsă de propagarea unui fascicul laser printr-un mediu absorbant au fost recunoscute ca un factor limitator în obținerea unei intensități mari la planul focal al unui sistem optic laser.1 Investigațiile teoretice și analitice ale acestui fenomen au fost recunoscute. efectuat3 care a arătat influența diverșilor parametri ai materialelor (indicele de refracție, n; coeficientul termo-optic, dn/dT; coeficientul de dilatare, a; și coeficienții optici de stres, д^ц) asupra distorsiunii induse termic. Distorsiunea depinde de asemenea de absorbția sau materialul, 0, și de profilul și intensitatea fasciculului laser. Au fost făcute măsurători ale modificărilor induse de laser în calea optică pentru materialele ferestre3, dar au fost raportate puține măsurători ale intensității câmpului îndepărtat.

Această lucrare va rezuma măsurătorile distorsiunii optice efectuate în laboratorul nostru cu privire la dependența intensității câmpului îndepărtat de puterea laserului și absorbția materialului și a diferențelor de cale optică induse termic observate în materialele de ferestre iradiate. Majoritatea lucrărilor se referă la ZnSe, un material promițător pentru ferestre, cu proprietăți mecanice excelente

și durabilitate bună la mediu, dar care posedă un coeficient mare de distorsiune termică. Sunt incluse câteva observații interesante despre distorsiunea fluorurilor alcalino-pământoase, în special răspunsul lor optic la stres.

Motivația cercetării noastre a fost în primul rând validarea predicțiilor modelelor analitice de lentilă termică și distorsiune. De asemenea, dorim să verificăm adecvarea măsurătorilor parametrilor materialelor efectuate în laboratorul nostru. Ne-a preocupat în special acuratețea măsurătorilor noastre de absorbție a caloriilor. Motivul pentru această îngrijorare este relația prost înțeleasă dintre absorbția liniară adecvată și efectul împrăștierii asupra măsurătorilor coeficientului de absorbție calorimetrică.

studii ZnSe

Măsurătorile și observațiile în câmp îndepărtat în ZnSe vor fi discutate în două categorii: diferențele de cale optică induse de laser și măsurători în câmp îndepărtat. Cele două tipuri de date ar trebui să se susțină reciproc - rezultatele câmpului îndepărtat sunt previzibile dintr-o cunoaștere a măsurătorilor distorsiunii ferestrei. De asemenea, prezentăm date pe un spațiu limitat de parametri de putere laser și absorbție a materialului (230 și 705 W și trei valori de absorbție pe aproape un deceniu).

Descrierea specimenului

Probele utilizate sunt trei eșantioane de Raytheon CVD ZnSe obținute la momente diferite ale căror absorbții măsurate au fost semnificativ diferite.

Specimenele au fost lustruite de PTR Optics din Waltham, MA cu următoarele specificații:

Diametru 38 mm Unghiul penei'ul0

Grosime 3,85 mm Finisaj suprafață λ/IO @ 6328Â

50/20 Scratch/Dig

Absorbţie

Absorbția și împrăștierea materialului au fost diferite de la specimen la specimen. Calorimetria laser convențională măsoară absorbția totală efectivă. Această cantitate include absorbția în vrac și de suprafață și contribuția la absorbția măsurată datorită împrăștierii prinse. Coeficientul efectiv de absorbție este definit ca

Fi = B + 2as/£. (1)

Unde (3 este coeficientul de absorbție liniar, ca și absorbția fracțională cu o singură suprafață, iar £ este grosimea.

Absorbția suprafeței nu poate fi extrasă din măsurătorile noastre pe specimene cu discuri subțiri, dar rezultatele măsurătorilor de absorbție față de lungime pentru alte specimene CVD ZnSe cu un finisaj similar de suprafață oferă o absorbție de suprafață de 0,00058 pe suprafață. Această contribuție la absorbție este sensibilă la curățenia probelor și la manipularea prealabilă a acestora.

Valorile măsurate ale absorbției pot depinde, de asemenea, de condițiile în care este măsurată absorbția; de exemplu, numărul de calibre străine pe care le-am atașat specimenului poate afecta măsurarea.

Distorsiuni optice. Datele optice sunt derivate din interferogramele holografice și din măsurătorile diametrului fasciculului. Hologramele sunt reproduse în Figura 1. OPD versus poziție este aproximativ legată de profilul termic printr-o constantă.

REZUMATUL INTERFEROMETRIEI HOLOGRAFICE

REZUMATUL INTERFEROMETRIEI HOLOGRAFICE

REFERINȚĂ 230 WATI ÎN TIMPUL IRADIAȚIEI

REFERINȚĂ 705 WATI ÎN TIMPUL IRADIAȚIEI

ZnSe NUMĂR EȘANȚĂ

1105

ZnSe

PROBĂ

NUMĂR

1246

Figura 1. Rezumatul interferometriei holografice.

Interpretarea interforogramelor holografice realizate la 230 W și 705 W sunt rezumate în Tabelul 1. Aceste date includ deviațiile rms ale frontului de undă de la un plan și o suprafață de referință sferică; raportul Strehl (așa cum este definit de fiecare suprafață de referință); distanța focală gaussiană efectivă; iar distorsiunea maximă la ora 22.6. Caracteristicile specimenelor la putere laser zero sunt incluse pentru referință.

Tabelul 1. Rezumatul analizei datelor holografice interierometrice. Specimenele de ZnSe cu diametrul de 38 mm au fost iradiate cu lasere CO_2 de 230 W și 705 W și diametre ale fasciculului de

4,2 mm și 9,3 mm, respectiv

Eșantion (Abs) Putere laser (W) Distorsiune marginală @10,6 pmrms
Plan de deviație L (pm) sferă Raport Strehl Lungime focală
(metri)
planesferă
1105 00.0170.0420.0360.99940.9995-3093.
2300.0510.1820.1110.98840.9957493.
7050.1530.4370.2470.9350.9789238 .
1246 00.01470.03320.03180.99960.99966122 .
2300.0980.374 '0.2200.9520.983249.
7050.4861.1630.7730.6220.81166 .
1244 00.01050.02380.02400.99980.9998-28.888.
2300.2180.9180.4860.7440.92189 .
7050.8862.251.270.1700.56636 .

Măsurătorile în câmp îndepărtat. Mărimea spotului limitată de difracție pentru un fascicul gaussian este dată de

În aceste experimente, distanța focală f este de 524 mm, lungimea de undă λ este de 10,6 pm și diametrul fasciculului D este de 4,2 mm și 9,6 mm pentru laserele de 230 W și, respectiv, 705 W. Dimensiunile minime corespunzătoare ale spotului sunt de 1,6 mm și 0,71 mm. Calculul presupune optică limitată de difracție; cu toate acestea, dimensiunile spotului măsurate sunt de aproximativ dublu față de limita de difracție. Din acest motiv, comparăm modificarea măsurată a dimensiunii spotului cu diferențele dintre dimensiunea spotului calculată și dimensiunea spotului limitată de difracție. Datele pentru dimensiunea punctului măsurat în funcție de absorbție sunt prezentate în Figura 2.

Pentru a testa ipoteza că lentila termică a produs o schimbare a poziției focale, dar nu o diferență semnificativă în dimensiunea spotului, au fost studiate trei mostre de ZnSe cu coeficienți de absorbție diferiți. Regiunea din apropierea taliei fasciculului a fost măsurată astfel încât diametrul fasciculului, până la punctul $1/e^2$, să poată fi reprezentat în funcție de poziție de-a lungul axei optice. Datele pentru cele trei specimene sunt prezentate sub formă compozită în Figura 3. Scara verticală a fost deplasată pentru a arăta locațiile relative ale punctului focal. În Figura 4, cele trei curbe adaptate au fost suprapuse pentru a arăta, destul de dramatic, că fasciculul laser nu este defocalizat, ci că are loc un efect de lentilă care schimbă locația focalizării.

Modificarea distanței focale față de absorbție este prezentată în Figura 5. Dependența funcțională, în aproximarea Strehl, este de așteptat să fie pătratică, așa cum este arătat de curba ajustată.

studii CaF_2

Măsurătorile intensității câmpului îndepărtat ale distorsiunii laser în fluorurile alcalino-pământoase nu sunt practice în laboratorul nostru. Acest lucru se datorează faptului că materialul nu este transparent la 10,6 pm și coeficientul de distorsiune este mic. Am evaluat distorsiunea indusă de laser la 3,8 pm a specimenelor de fluorură acoperite cu antireflexie, observând răspunsul acestora într-un interferometru și un polariscop. S-a observat răspunsul unui grup de specimene SrF_2 la creșterea nivelului de putere și răspunsul

monocristalelor orientate de CaF_2. Vom descrie pe scurt experimentul și vom arăta datele obținute.

Detalii experimentale

Radiația laser a fost focalizată la o dimensiune fixă a punctului la eșantion de aproape 1 cm^2 și timpul de iradiere a fost menținut constant la 3 secunde, în timp ce puterea incidentă totală a fost variată pe cinci niveluri. Nivelurile au fost distanțate într-o secvență logaritmică, ceea ce duce la o eroare procentuală fixă în determinarea pragului de deteriorare.

Răspunsul probelor la radiația laser a fost monitorizat prin utilizarea unui interferometru și a unui polariscop plan. Ambele tipuri de informații au fost surprinse pe film de 35 mm și pe casetă video.

Figura 2. Date pentru dimensiunea punctului măsurat versus absorbție.

Figura 3. Diametrul fasciculului față de poziție pentru un fascicul laser CO_2 focalizat de 705 wați, cu specimene de ZnSe cu absorbție diferită și fără eșantion prezent.

Figura 4. Compozit al curbei dimensiunii punctului focal față de datele de poziție (adaptate) pentru trei probe de ZnSe cu absorbție diferită și pentru nicio probă. Laser CO 2 la 705 wați.

Figura 5. Schimbarea poziției focale produsă de lentila termică în specimenele de ZnSe cu absorbție diferită. Un laser CO_2 cu o putere de ieșire de 705 wați cu un profil de fascicul Gaussian.

Modelele interferometrului au fost obținute prin interferență între laserul HeNe reflectat din față și din spate a probelor. În cele mai multe cazuri, fețele eșantionului au fost suficient de paralele, astfel încât să poată fi observate mai multe franjuri (mai puțin de 12).

Vederea polariscopică este produsă în lumină albastră folosind un filtru Wratten No. 25 în combinație cu o sursă de lumină și o lentilă Fresnel.

Trei monocristale orientate de CaF_2 crescute de Harshaw Chemical Company au fost acoperite la Northrop Research and Technology Center de Dr. Sam Holmes. Acoperirea este un design ThFu(λ/4)/SiO(λ/4) AR cu două straturi pentru 3,8 pm. Aceste specimene au oferit o oportunitate interesantă de a testa influența orientării asupra pragului de deteriorare al opticii acoperite. Biréfringenta de stres a celor trei mostre orientate va fi diferita si aceasta diferenta poate fi observata in fotografiile polariscopice.

Analiza interferometrică în timpul testării

În timpul testării HEL, modelele interferometrelor au fost fotografiate chiar înainte de iradiere (mai puțin de o secundă înainte) și la aproximativ 2,2 secunde după ce comutatorul fasciculului a fost deschis pentru a iradia proba. S-au luat și interferograme după finalizarea testului și înainte de demontarea probelor din carusel. Această ultimă fotografie a fost făcută de obicei între 3 și 5 minute după ce laserul a fost oprit.

Modelele de interferență sunt rezultatul reflexiilor de pe suprafețele din față și din spate ale probei. Nu există un acord universal cu privire la nomenclatura pentru acest tip de interferometru. Unghiul dintre normala la suprafața probei și fasciculul interferometru incident și reflectat produce un unghi de incidență de 15,5°.

Locațiile marginilor de pe fotografii au fost digitizate în 25 de puncte de-a lungul fiecărei margini folosind un program de digitizare interactiv. După ce marginile fotografiei au fost digitizate, datele au fost reduse cu cele mai mici pătrate care se potrivesc la un plan și o sferă. Parametrii obținuți din această reducere sunt: deviațiile rms ale frontului de undă față de planul și sfera de cea mai bună potrivire în microni, rapoarte Strehl atât pentru potrivirea plană, cât și pentru potrivirea sferică, excursiile maxime ale frontului de undă de la un plan în microni, deviațiile maxime ale frontului de undă în franjuri și unghi de pană pentru cel mai potrivit plan. Deoarece interferometria a fost efectuată la 0,6328 pm și lungimea de undă de interes primar este de 3,8 pm, rapoartele Strehl și deviațiile maxime ale frontului de undă au fost redimensionate la echivalentul cu o singură trecere - 3,8 pm. Rapoartele Strehl sunt de interes deosebit deoarece definesc defectarea optică.

Pentru a arăta variațiile sistematice ale efectelor de distorsiune cu puterea a fost studiată în detaliu un eșantion. Datele pentru un eșantion sunt prezentate grafic în funcție de putere în figurile 6 până la 8.

Observații polariscopice

Efectele optice de stres contribuie semnificativ la distorsiunea optică totală a fluorurilor alcalino-pământoase sub iradiere cu laser. Distorsiunile de fază introduse de efectul optic de stres nu sunt corectate printr-o refocalizare a sistemului optic. Cu toate acestea, există anumite orientări cristalografice pentru care efectele optice ale tensiunii sunt minime în CaB2.^ Aceste specimene de monocristal orientate de CaF_2 sunt prezentate sub iradiere laser în polarizatoare încrucișate în Figura 9. În conformitate cu așteptările teoretice, specimenul orientat (111) arată fara efect de biréfringenta la stres.

rezumat

Am observat lentile termice în ferestrele de ZnSe iradiate de un laser CO_2 care adăpostește un profil de fascicul Gaussian. Lentila termică produce o schimbare în locația taliei fasciculului, dar o mică modificare a diametrului punctului focal. Majoritatea efectului lentilelor termice asupra iradierii spotului focal poate fi compensat prin refocalizarea sistemului optic.

Pentru ferestrele CaF_2 iradiate cu radiații laser de 3,8 pm, am observat modele interferometrice care indică că se pot aștepta efecte de distorsiune optică . Analizele teoretice prevăd că cea mai mare parte a distorsiunii se va datora efectelor stres-optice. Cu toate acestea, în conformitate cu teorie, observăm că efectele optice ale stresului sunt minimizate prin selectarea specimenelor cu o orientare (111).

Mulțumiri

Această lucrare a fost susținută de Forțele Aeriene prin Laboratorul de Materiale, Baza Forțelor Aeriene Wright-Patterson, Ohio. Datele prezentate aici au fost preluate de Roger Petty și Jeffrey Fox; cu asistență din partea altor membri ai personalului Institutului de Cercetare al Universității din Dayton. Testarea laser DF a fost realizată în cooperare cu Comandamentul de rachete al armatei (dl. Ben Wilson) și Centrul de arme navale (Dr. James Stanford).

1.0

Figura ,6. Eringe distorsiuni vs putere. Distorsiunea marginală de vârf introdusă de laser este reprezentată în funcție de puterea laserului incidentă, pentru o dimensiune fixă a fasciculului (0,3 cm2) și la un moment dat la 2,2 secunde după iradiere.

Figura 7. Raportul Strehl față de putere. Variațiile raportului Strehl introduse de încălzirea laserului și distorsiunea termică ulterioară sunt reprezentate în funcție de puterea transmisă. Efectul distorsiunii totale și abaterea de la o sferă sunt prezentate separat. Presupunem că valorile sferice reprezintă influența unei corectii de focalizare de ordinul întâi asupra distorsiunii totale.

Referințe

1. Sparks, M., J. Appi. Phys., voi. 42, 5049.1971. Problema a fost recunoscută

mai devreme de F. Korrigan” de la Raytheon Company în rapoarte nepublicate de contracte.

2. Bendow, B. și Gianino, PD, Appi. Phys, voi. 2, 1. 1973. Appi. Phys., voi. 2,

71. 1973.

Klein, CA, Infrared Physics, voi. 17, 343. 1977. Infrared Physics, voi. 18,

251. 1978.

3. Bernal, EG și Loomis, JS în Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1976 (NBS-SP-462, Washington, DC), p. 36.

Detrio, JA și Petty, RD în Daune induse de laser în materiale optice: 1978 (NBS-SP-541, Washington, DC), p. 78.

4. Joiner, R., Marburger, J. și Steier, W. în Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1977 (NBS-SP-509, Washington, DC), p. 89.

Figura 8. Distanța focală indusă termic față de putere. Distanța focală efectivă produsă de distorsiunea asociată cu profilul termic indus de laser este reprezentată în funcție de putere. Rădăcina pătrată a reciprocei puterii este arătată pentru a demonstra potrivirea cu comportamentul prezis.

c«f2 monocristale DF IRADIARE LASER FOTOGRAFII POLARISCOPIO

(100)

Figura 9. Fotografii compozite interierometru-polariscop pentru monocristale orientate de CaF2. Relația dintre modelul polariscopului pian și orientarea cristalului pentru CaF2 este arătată clar în aceste fotografii.

И44 VE F RONȚ DISTORSĂRI ÎN OPTICA DE PUTERE

Volumul 293

SESIUNEA 3

CÂȘTIGĂ ABERAȚII INDUSE MEDIE

Președintele de sesiune George W. Sutton Avco-Everett Research Laboratory

Flux laser vizibil pulsat și acustică

C. Knight, K. Tong, P. Singh, B. Srivastava Avco Everett Research Laboratory, Inc.

Everett, Massachusetts 02149

Abstract

Laserele Exciplex funcționează la lungimi de undă vizibile și aproape ultraviolete, iar cerința de omogenitate medie pentru a produce un fascicul aproape limitat de difracție de la un astfel de laser este destul de strictă: (δρ/ρ)rms~5xl0~ . Acest studiu abordează problemele de flux și acustice implicate în obținerea unei calități bune a fasciculului dintr-un sistem rep-pulsat. O instalație de purjare special conceputăv a fost utilizată pentru a demonstra experimental că

ar putea fi atins nivelul necesar de omogenitate a fluxului de referință. Au fost dezvoltate modele teoretice pentru a înțelege performanța unui sistem de atenuare acustică care implică amortizoare laterale plasate imediat în amonte și în aval de cavitatea laser. Procesul de curățare a fluxului după impulsuri simple și multiple cu astfel de amortizoare a fost studiat în instalația de purjare folosind interferometrie film.

Introducere

În ultimii câțiva ani a avut loc o dezvoltare rapidă a laserelor folosind amestecuri de gaz rare și halogenuri, precum și vapori și halogenuri de metal (1/2). Acestea sunt cunoscute ca lasere exciplex și funcționează la lungimi de undă vizibile și aproape ultraviolete. Aceste lasere sunt de obicei pulsate (durata pulsului ~ 1 psec) și este necesară funcționarea cu pulsații repetitive pentru a obține o putere medie de ieșire ridicată. Fluxul prin cavitate este necesar pentru a elimina căldura reziduală asociată cu procesul de pompare cu laser. În caz contrar, calitatea optică a mediului din cavitate, precum și fasciculul de ieșire, ar fi slabă. Datorită în primul rând cheltuielilor cu gazele laser implicate, sistemele cu flux cu ciclu închis sunt de interes predominant.

O atenție deosebită trebuie acordată uniformității fluxului cavității laser pentru a asigura calitatea optică a fasciculului de ieșire. În multe aplicații, diametrul real al punctului focal al fasciculului laser în comparație cu un fascicul limitat de difracție este de interes. Acest raport este legat de scăderea intensității liniei centrale a câmpului îndepărtat (ΔI) cauzată de aberațiile în mediul optic. Pentru aberația de fază mică, δφ, la deschiderea de ieșire, este valabilă următoarea relație (3)

4Z

eu o

δφ2

rms

unde Io este intensitatea liniei centrale a câmpului îndepărtat pentru un fascicul limitat de difracție. Aberația de fază poate fi legată de neomogenitatea medie (densitate) în cavitatea laserului, după cum urmează:(^)

δ φ

rms

2ttL rp

%

(ordonat)

- Д-— /ĂL β (—(aleatoriu) λ   ps \ P /rms

unde L este lungimea căii optice, λ este lungimea de undă laser, β este constanta Gladstone-Dale, p este densitatea cavității, ps este o densitate standard (la 1 atm, 0°C), (δρ/ρ)Γιη caracterizează magnitudinea perturbației și Λ este dimensiunea scării pentru o perturbare aleatorie. De obicei, Λ este comparabil cu o scară integrală turbulentă și mult mai mică decât L.

Din relațiile de mai sus este evident că, pentru o scădere dată a intensității câmpului îndepărtat, nivelul de perturbare admisibil este invers proporțional cu lungimea de undă a laserului. În laserele cu CO_2, cu X~10pm, a fost atins (<5p/p)rms și duce la o aproape difracție-

fascicul limitat. Laserele Exciplex au X~0.5pm. Scalare simplă a lungimii de undă implică apoi (δρ/ρ)rms<5xl0“5 ca cerință pentru laserele exciplex. Luarea în considerare a valorilor modificate ale L, β și p/ps în sistemele avute în vedere duce în esență la aceeași concluzie: cerințele de omogenitate medie pentru laserele exciplex sunt cel puțin cu un ordin de mărime mai stricte decât sunt pentru laserele cu CO_2.

Dificultăţile în realizarea unui astfel de. calitatea medie înaltă se agravează atunci când laserul este operat în modul pulsat. Atenuatoarele acustice trebuie utilizate pentru a suprima undele de presiune, generate de căldura reziduală la fiecare impuls laser, și astfel pentru a restabili uniformitatea fluxului în cavitate înainte de următorul impuls. Maximizarea puterii medii de ieșire de la laser implică scăderea timpului dintre impulsuri. Astfel, pot exista unde acustice reziduale în

cavitate în momentul următorului puls. În plus, atenuatoarele pot produce perturbări în fluxul de bază (adică, fără puși) datorită, de exemplu, generării de trezi de către un absorbant în vrac sau generării de zgomot acustic auto-indus. 4akurile sunt importante dacă apar în amonte de cavitatea laser, unde este necesar un atenuator pentru un sistem cu ciclu închis.

Omogenitatea medie a cavității este o considerație importantă în evaluarea viabilității sistemelor laser exciplex. Această lucrare descrie modul în care a fost atins un flux uniform de înaltă, într-o instalație de purjare special proiectată, echipată cu atenuator acustic. Un amestec de laser CÛ2 a fost folosit în aceste experimente și energia a fost încărcată în gaz cu o descărcare susținută cu fascicul electronic. Lasing a fost suprimat. Singurul scop al descărcării a fost de a genera unde acustice cu amplitudine comparabilă cu cea dintr-un laser exciplex prototip. Astfel, nu folosim de fapt un laser exciplex în acest studiu, ci încercăm doar să simulăm unul experimental.

În următoarele două secțiuni vom discuta considerentele implicate în proiectarea instalației de purjare pentru o bună omogenitate a fluxului de bază și suprimare acustică. Чe apoi discutați tehnicile experimentale și rezultatele care au fost obținute.

Proiectarea sistemului de flux

Figura 1 este o schemă a fluxului și a sistemului acustic utilizat în experimente. Cavitatea laser activă are dimensiuni de 6cm x 6cm x 100cm și funcționează la aproximativ 1 atm și 20°C. Sistemul de atenuator acustic va fi discutat în secțiunea următoare. Aici atenția este îndreptată spre obținerea unei bune omogenități a fluxului de bază. Aceasta implică luarea în considerare a neomogenității densității cauzate de neuniformitatea temperaturii și vitezei, turbulențelor și perturbațiilor acustice.

Există rute separate tvzo pentru ingestia de gaz prezentate în Figura 1. Una dintre acestea este de la un sistem de alimentare cu gaz cu laser de înaltă presiune, în care există mai multe rezervoare cu un volum total de 7щ3 și umplute la aproximativ 100 atm. Debitul masic în acest mod de purjare este controlat de raportul de suprafață deschisă a orificiilor sonice din plen și de presiunea în aval de un regulator cu dom din conducta de alimentare. Au fost luate în considerare numerele Mach al cavității în intervalul 0,1<M<0,5, dar în această lucrare vom discuta doar M=0,2-0,3. Alternativ, un flux de aer din cameră cu viteză redusă poate fi aspirat prin instalație de o suflantă situată în aval de difuzor. Acesta este utilizat între testele de purjare pentru a restabili miezul de fagure la echilibrul termic. Măsurătorile au arătat că temperatura centrală poate fi adusă la o uniformitate de 0,1°K în aproximativ 10 minute folosind aer dintr-o încăpere mare închisă.

Corpul din aluminiu este folosit pentru a reduce atât perturbările de temperatură ordonate, cât și aleatorii în fluxul de gaz de purjare. Acționează ca un schimbător de căldură masiv. Fagurele are o dimensiune a miezului de aproximativ 0,3 cm, o grosime a peretelui de 75 цт și o lungime de 50 cm în direcția curgerii. Calculele tranzitorii de transfer de căldură 1D utilizând un model subliniat în referința 5 au arătat că perturbațiile de temperatură ar trebui reduse cu aproximativ un ordin de maanitudine pentru un test de purjare de 2 secunde și un număr Mach al cavității M=0,2. Masa de gaz care curge prin instalație este relevantă deoarece este comparabilă cu masa fagurelor. În proiectarea schimbătorului de căldură s-a presupus că

(3)

ca într-o trezire, că perturbarea este predominant aleatorie și că dimensiunea scării Λ în ecuația (2) a fost comparabilă cu dimensiunea miezului honeveomb. Pe această bază, reducerea ordinului de mărime a nivelului de perturbare a schimbătorului de căldură a fost considerată a fi adecvată. Măsurătorile de temperatură în cavitate și interferograme, discutate în secțiunea 4, au arătat mai târziu că proiectarea termică este adecvată.

Turbulența fluxului în cavitatea laser poate provoca, de asemenea, aberații de fază a fasciculului de ieșire. Pe lângă funcția sa de stabilizator termic, fagurele acționează și ca un redresator de curgere. Două ecrane de 32 de ochiuri (60% deschise) în aval de fagure și secțiunea de contracție 8:1 au fost folosite pentru a amortiza în continuare turbulența. Presupunând că dezintegrarea naturală a turbulenței similară cu cea a turbulenței izotropiei și a reducerii

turbulenței de către ecrane și contracție date de expresiile standard pentru proiectarea tunelului de vânt cu viteză mică (5), intensitatea turbulenței a fost estimată a fi de aproximativ 0,2% la o anumită distanță în aval de secțiunea de contracție în care turbulența este din nou aproape de perturbarea densității în cavitate sa presupus că

2 CM

(4)

că perturbarea a fost aleatorie și că Λ a fost comparabilă cu dimensiunea miezului de fagure. C este o constantă de ordin care depinde de procesul particular presupus (eq, C=1 pentru temperatura de stagnare și entropia constante). Nivelul de turbulență estimat, în absența altor surse de aberație de fază, ar fi adecvat pentru funcționarea până la M-0,5 pe această bază. Intensitatea turbulenței măsurată este discutată în secțiunea 4.

Efectul neuniformității vitezei ordonate poate fi estimat și cu ecuația (4). Neuniformitatea vitezei asociată cu efectele de curgere irrotațională, datorită, de exemplu, proiectării necorespunzătoare a contracției, nu este o problemă serioasă deoarece există o secțiune lungă de zonă constantă înainte de cavitate în care astfel de perturbări se degradează rapid. Acest lucru nu este valabil pentru efectele curgerii vortice, cum ar fi în trezirile la scară mare, deoarece acestea se degradează într-o secțiune de zonă constantă numai prin difuzia vorticității - un proces lent. T,7e au fost foarte atenți în proiectarea sistemului de injecție a fluxului pentru a evita trezurile la scară mare, deoarece perturbările ordonate (dacă nu sunt corectabile) pot fi mult mai grave decât perturbările aleatorii în degradarea calității fasciculului.

La proiectarea sistemului de curgere au fost luate în considerare două posibile surse de perturbări acustice în fluxul de bază: generarea de zgomot de către orificiile soniei și zgomotul autoindus de la atenuatoare. Pentru a minimiza efectul orificiilor sonie, care s-au dovedit a fi o sursă de zgomot de 160 dB, acestea au fost înconjurate cu material absorbant acustic, inclusiv un strat de absorbant care curge chiar în amonte de fagure. Zgomotul auto-indus de la amortizoarele laterale nu sa dovedit a fi o problemă în sistemul implementat.

Proiectare acustica

Un model simplu al procesului clearina intrapulse poate fi derivat pe baza acusticii liniare. Luați în considerare Fig. 2. Căldura reziduală este adăugată într-un timp scurt în comparație cu timpii de relaxare acustică și astfel procesul nu implică, în esență, nicio modificare a densității gazului în cavitatea laserului în timpul unui puise. Raportul presiunilor din cavitate înainte și după puise este apoi proporțional cu raportul de temperatură. Suprapresiunea rezultată este atenuată la început de o undă de rarefacție care se propagă în regiunea de înaltă presiune și o undă de compresie care se deplasează în regiunea de joasă presiune în afara cavității. În contextul teoriei

undelor slabe, care este aproximativ corectă pentru laserele exciplex, forțele acestor două unde sunt egale. Adică, modificarea presiunii de-a lungul fiecărei undă este de aproximativ jumătate din suprapresiune în cavitatea laser după puise. În experimentele rep-pulsate, o suprapresiune inițială tipică este de aproximativ 0,5 atm, în comparație cu 1 atm înainte de puise.

Aceste unde interacționează cu elementele acustice în amonte și în aval de cavitatea laser și produc unde reflectate înapoi în cavitate. În general procesul de reflecție are loc „în profunzime”. Cu toate acestea, pot fi obținute relații utile de scalare prin asumarea unui loc punctual efectiv pentru reflectare. Perturbațiile de entropie sunt în general produse în secțiunea acustică din amonte. Aceste unde de entropie sunt considerate a avea originea la locul de reflexie din amonte. Se presupune că conducta dintre reflectoarele din amonte și din aval are secțiune transversală constantă.

Pentru a ilustra caracteristicile esențiale ale modelului, luați în considerare situația cu un singur salt. Răsăriturile sunt numărate în tenus de unde de rarefacție care ajung la reflectorul din amonte, deoarece acestea sunt undele care readuc cavitatea laser la condițiile ambientale. Timpul pentru propagarea undei de rarefacție de la marginea din aval a cavității laser la reflectorul din amonte este

$La = (L + L)/a(l - M)$ (

acu

unde Lc și Lu sunt definite în Fig. 2, a este viteza sunetului și ?* este numărul Mach al fluxului de bază. Perturbarea de entropie produsă de această undă de rarefacție la reflectorul necurgător se deplasează în aval la viteza curgerii, astfel încât timpul pentru a o curăța din cavitate este

$Ate = (Lc + Lu)/aM$ <

Desigur, puterea perturbației entropiei este doar o fracțiune din puterea undei de rarefacție incidentă. Dacă această perturbare reziduală este acceptabilă, putem seta Ata+Ate egal cu timpul intrapuls, 1/PRF, și putem ajunge la rata de repetare maximă realizabilă pentru o curățare de respingere:

$Lc *PRF/a = M(1 - M) f ^1 +$ (

unde frecvența de repetiție, PRF, este numărul de impulsuri pe secundă. Dacă nu există producție de entropie în fluxul central în secțiunea acustică din amonte, primul factor M din (7) este șters.

În general, necesită mai mult de o reflexie acustică pentru a obține omogenitatea necesară a densității în cavitatea laserului. Efectul numărului de sărituri este ilustrat de Fig. 3 pentru Lu=La=Lc/2. Parametrul de repetate nedimensională, Lc*PRF/a, este văzut a fi o funcție a numărului Mach de curgere, a numărului de sărituri și a

parametrilor de geometrie Lu/Lc și L¿[/Lc care caracterizează absorbanții acustici. Parametrul rep-rate își asumă valoarea maximă pentru M— .3-0.5, în funcție de numărul de sărituri, și scade monoton cu celelalte variabile. Aceste curbe trebuie înțelese ca definind limita superioară a ratei de repetare realizabilă în fiecare caz. Pulsurile succesive pot veni întotdeauna bine după ce fluxul s-a curățat.

Abordarea luată în lucrarea raportată aici este de a plasa absorbantele cât mai aproape de cavitate, atât în amonte cât și în aval de cavitate. Motivul principal este că atenuatoarele mai compacte se potrivesc prin plasarea lor în regiunea cu diametrul hidraulic al canalului de curgere minim. O abordare alternativă este discutată de Hogge, et.al (8>. Făcând Lu/Lc și L¿/Lc mici, scade timpul de tranzit acustic între absorbanți, iar henee crește numărul de sărituri pentru un timp intrapuls dat. Trebuie avut grijă cu abordarea adoptată aici pentru a se asigura că absorbantele, care cu cavitatea definesc un rezonator acustic, nu captează perturbări inacceptabile în cavitate. Degradarea nivelului de perturbare inițial, ^Po' în rezonator este dată aproximativ de

ΔPη ~ ДРО(И)П   (8

unde n este numărul de tranzite acustice prin rezonator și R este coeficientul de reflexie a presiunii la marginea rezonatorului. Numărul „n” este fixat de timpul intrapuls și de parametrii geometriei Lu/Lc și Lj/L. Valoarea lui R trebuie menținută cât mai mică posibil, în concordanță cu atenuarea majorității energiei acustice din absorbante.

Alegerea configurației absorbantului acustic este influențată de cerințele duale de plasare a absorbanților foarte aproape de cavitate și de a obține o omogenitate foarte bună a fluxului de bază. De exemplu, trezile de la un absorbant în vrac plasat în fluxul de curgere în amonte de cavitate pot degrada omogenitatea medie. Acest lucru este valabil mai ales dacă energia acustică este disipată neuniform în absorbant. Deplasarea absorbantului mai în amonte pentru a permite dezintegrarea de trezire scade rata de repetare realizabilă. Pe baza acestor argumente au fost eliminate absorbantele în vrac. În schimb, am ales să disipăm energia acustică în afara fluxului de gaz principal în amortizoarele laterale. Atâta timp cât zgomotul acustic sever autoindus de la amortizoare(9) este evitat, acest lucru oferă posibilitatea decuplării performanței acustice de omogenitatea fluxului de bază. După cum se va vedea în secțiunea următoare, zgomotul auto-indus nu reprezintă o problemă în sistemul care a fost implementat.

Amortizoarele laterale au fost proiectate pe baza lucrărilor anterioare^'H). Configurația de bază este prezentată în Fig. 4. Acesta constă dintr-un canal de curgere cu pereți laterali perforați, distanțați la o distanță H, și un volum de suport în spatele fiecărui perete lateral de adâncimea h. Configurația este bidimensională, cu axa optică îndreptată normal pe secțiunea transversală prezentată. În amortizoarele implementate H și h sunt constante în secțiunile de atenuare. Raportul de suprafață deschisă a pereților laterali perforați, a, a fost variat pentru a se potrivi cu impedanța amortizoarelor cu cavitatea (între tobe de eșapament) și cu secțiunile de contracție și difuzor. Zona canalului de curgere din cele două

amortizoare este aceeași ca și în cavitate, ca în Fig. 1. Deflectoarele din volumul de suport asigură nici un flux net în ele. Material poros absorbant acustic, având aproximativ 3 cgs Rayl/cm rezistență, a fost plasat între deflectoare pentru a îmbunătăți performanța acustică a amortizoarelor.

Modelele teoretice ale performanței tobei laterale au fost validate prin compararea comportamentului prezis și măsurat în experimente cu tuburi de șoc controlate cu atenție.(11) Aceste modele au fost utilizate în studiile teoretice de compromis pentru a alege parametrul suportului 2h/Hs4, raportul mediu al zonei deschise a geometriei a= 12%, o lungime a tobei în amonte de 28 cm și o lungime a tobei în aval de 50 cm. Înălțimea canalului de curgere H=6cm. Despre lungimea cavității în direcția curgerii se vor spune mai multe în secțiunea 5, dar calculele teoretice au presupus Lc=6cm. Aceste studii au indicat că parametrii de proiectare a tobei de eșapament asigură că mai puțin de 10% din energia acustică radiată din cavitatea laser va intra în conductele din afara secțiunilor tobei de eșapament. Celelalte 90% sunt disipate în amortizoare. Energia reziduală transmisă în afara amortizoarelor poate fi gestionată de atenuatoare suplimentare în amonte de secțiunea de contracție și în aval de secțiunea difuzor sau prin amestecarea undelor reflectate (pentru a produce o medie de-a lungul axei optice) sau asigurându-se că acestea au lungimea de undă Iona în comparație cu dimensiunile cavității. .

Experimente de flux de bază

În experimentele de flux de bază, diagnosticul primar a fost un interferometru Mach-Zender. În plus, au fost măsurate și uniformitatea temperaturii, fluctuațiile de turbulență și câmpul sonor din cavitate. Au fost făcute experimente timpurii pentru a verifica dacă sistemul de flux funcționa așa cum a fost proiectat.

Rezistoarele termofilm au fost folosite ca senzori de temperatură pentru a măsura uniformitatea temperaturii în cavitate. Cu unul dintre acești senzori poziționați la mijlocul cavității și variind locația unui al doilea senzor pe o distanță de 25 cm de-a lungul axei optice, s-a măsurat un ΔT maxim de 0,14°K pentru o purjare de 2 secunde și un debit al cavității Mach 0,2. . Acesta este aproximativ nivelul de uniformitate termică proiectat în studiile de proiectare pentru schimbătorul de căldură tip fagure.

Un anemometru cu sârmă fierbinte cu temperatură constantă a fost folosit pentru a măsura fluctuațiile de viteză în cavitate. Cu un debit de cavitate de Mach 0,2, lichidele (u'/ü) măsurate au fost de 0,4%. Aceasta este semnificativ mai mare decât intensitatea turbulenței de 0,2% așteptată de la sistemul de curgere. Măsurătorile microfonului discutate mai târziu arată că există un câmp sonor intens în cavitate. Undele acustice ar da naștere la fluctuații aparente de viteză în măsurătorile firului fierbinte, care nu sunt ușor de distins de turbulențe. Astfel, există câteva întrebări cu privire la care este cu adevărat intensitatea turbulenței în cavitatea laserului. Cu toate acestea, chiar dacă (u'/u)rms~4xl0_3 a fost intensitatea turbulenței, aberația optică asociată a unui fascicul laser de ieșire ar trebui să

fie acceptabilă pentru cavitatea Mach numărul M<0,4 în absența altor perturbări.

Un interferometru Mach-Zehnder a fost folosit pentru a măsura direct neomogenitatea mediului din cavitate (ôp/p)rms. Cu o sursă de lumină vizibilă (à~0,5pm), 8~3xl0-4 și o cavitate lungă de un metru, deplasarea marginilor de la vârf la vârf asociat cu (δρ/ρ)rms~5xl0_5 este mai mică de 10% din distanța dintre margini . Măsurătorile la această rezoluție înaltă necesită un sistem de interferometru foarte bine proiectat și o reducere atentă a datelor. Componentele optice ale interferometrului au avut o distorsiune a frontului de undă mai mică de λ/6 pe o deschidere de 6 cm. Întregul sistem a fost montat pe o masă de izolare a vibrațiilor pentru a minimiza perturbările exterioare. Modelul de interferență rezultat a fost constant, cu franjuri drepte și distanță egală între franjuri (cf. Fig. 5). Interferogramele luate cu și fără giulgi pe piciorul de referință au arătat un efect neglijabil al turbulenței încăperii.

Figura 5 este o interferogramă luată cu un laser xénon pulsat (durată de 0,3 sec.) și fără flux în cavitate. Figura 6 este interferograma corespunzătoare cu cavitatea număr Mach MÕ.25. Faptul că franjele rămân drepte și distanța dintre franjuri este neschimbată în afara regiunilor stratului limită indică calitatea optică bună a câmpului de curgere de bază.

Reducerea datelor a fost realizată prin procesarea interferogramelor digitizate cu un cod de analiză marginal disponibil comercial. Variația densității în cavitate a fost obținută prin examinarea diferențelor locale de fază între injecțiile de curgere și tare. Pentru Fig. 5 și 6, diferențele de fază rezultate au fost aproape de limita de sensibilitate a interferometrului și a digitizatorului, corespunzătoare unei limite superioare pentru homoaeneitatea fluxului de bază (excluzând regiunile stratului limită):

(δρ/ρ) < 5x10 pentru M ~ 0,25

rms -

după corecții pentru înclinare și astigmatism.(3) Sursa cea mai probabilă pentru astimatism este creșterea stratului limită, cu efectul de deplasare asociat, făcând pereții canalului să pară convergenți către fluxul de miez.

Câmpul sonor din cavitate a fost măsurat cu un microfon cu condensator B&K 1/4". Nivelul de presiune sonoră măsurat a fost de 142 dB, raportat la o presiune de referință de 2xl0-4 dvne/cm^ la M=0,25. Acest câmp sonor intens părea, la început, a fi inconsecventă cu neomogenitatea de densitate mică măsurată de interferometru Analiza spectrală a câmpului sonor de până la 9 kHz a arătat că acesta este dominat de frecvențe foarte joase în intervalul 50-200 Hz, așa cum se vede în Fig. 7. Vârfurile în densitatea spectrală de putere au fost identificate ca moduri de joasă frecvență „oraan pipe” în conducta de evacuare. Apoi a fost efectuată o analiză pentru a estima perturbarea omogenității medii a cavității printr-un câmp sonor sinusoidal de foarte joasă frecvență. Vârful estimat (ôp/p)rm_ după îndepărtarea înclinării este dată în tabelul 1 pentru diferite lungimi de undă

și nivelurile de presiune sonoră. Cu o viteză a sunetului de 3.3xIO4 cm/sec în gazul utilizat, intervalul de lungimi de undă 44cm<À<825cm corespunde unui interval de frecvență de 750Hz<f<40Hz. Câmpul sonor are un efect relativ mic asupra omogenității mediului cavității deoarece lungimile de undă redominante sunt lungi în comparație cu lungimea cavității în direcția curgerii (6 cm).

Măsurătorile câmpului sonor și analizele spectrale au fost efectuate și în toba de eșapament din aval (~ 8 cm de la ieșire) și în amonte de secțiunea de contracție 8:1. Comparația câmpurilor sonore din aceste trei locații (înainte de secțiuni de contracție, cavitate și aproape de ieșirea din aval) a arătat că amortizoarele sunt eficiente în prevenirea sunetului cu frecvență mai mare să ajungă în cavitate. Acest sunet cu frecvență mai ridicată este generat în aval în secțiunea difuzorului (~ 700-800 Hz) și în amonte la orificiile soniei (~ 2 kHz). De asemenea, nu există dovezi ale unui zgomot auto-indus semnificativ de la amortizoarele laterale.

Experimente de suprimare acustică

Pentru a studia suprimarea acustică de către amortizoarele laterale, energia trebuie introdusă în cavitate pentru a simula încărcarea cu energie într-un sistem laser exciplex prototip. Cantitatea de energie necesară este de 100 până la Ì50 jouli pe litru de volum al cavităţii. În studiul de față, a fost utilizată o descărcare susținută cu fascicul electronic într-un amestec de gaz CO_2 pentru a simula încărcarea cu energie. Evacuarea nu a fost limitată, iar consecințele acesteia sunt discutate mai târziu. Impulsul de descărcare susținător a fost generat de o rețea de formare a pușilor (PFN) capabilă să funcționeze la peste 500 de impulsuri pe secundă pentru o explozie de cel puțin 3 impulsuri.

Gazul laser utilizat în aceste experimente a fost practic un amestec $3He/2N_2/lCO_2$. O cantitate mică de H_2 a fost adăugată la amestecul de gaz laser pentru a canaliza rapid (~ lOpsec) descărcarea în moduri de translație. Scala de timp pentru dezactivare este mult mai scurtă decât timpul de tranzit acustic pe înălțimea cavității de 6 cm (~ 140 psec). Figura 8 prezintă o urmă tipică de curent a descărcării suportului cu susținătorul la 18 kV și fasciculul electric la 140 kV. Energia din acest impuls de descărcare de susținător de 30 ps a fost de 500 de jouli sau 140 de jouli pe litru de volum al cavității.

În experimentele de suprimare acustică, diagnosticul principal a fost interferometria filmului de mare viteză. A fost folosit interferometrul Mach-Zehnder discutat în secțiunea anterioară. Sursa de lumină a fost schimbată într-un laser W Argon-ion. O cameră de mare viteză a fost folosită pentru a înregistra modelele de interferență perturbate care variază în timp după fiecare puise. Camera de film a fost operată nominal la 10.000 de cadre/sec cu obturator al/20 (adică expunere de 5 pisec).

Experimentele inițiale au arătat dovezi ale undelor acustice transversale de o putere semnificativă și acest lucru a condus la mai

multe modificări ale mufelor laterale. Rezultatele descrise în această secțiune au fost obținute cu tobe de eșapament cu pereți laterali cu impedanță și cu volumul de suport umplut cu spumă poroasă absorbantă acustică. Distribuția zonei deschise în tobe de eșapament cu impedanță este prezentată în Fig. 9.

Curățarea debitului cu un singur puise la două numere Mach de curgere de bază este ilustrată în Fig. 10. La M=0,2, procesul de curățare a fluxului este estimat că durează 4-5 msec. O evaluare precisă este dificilă deoarece amestecul 3/2/1 utilizat în aceste experimente a avut doar omogenitate a fluxului de bază în intervalul de 5xl0_4 și a fost necesară o extrapolare. Se crede că omogenitatea limitată a liniei de bază se datorează unei scurgeri de aer în canalul de curgere generând zone de indice de refracție modificat. Curățarea curgerii pentru M=0,3 este mai rapidă, așa cum era de așteptat din Fig. 3. Unele dovezi ale undelor transversale reziduale sunt evidente în cadrul luat la 1,5 msec după descărcare.

Relatarea acestor rezultate cu un laser excimer a necesitat interpretare deoarece descărcarea nu este confidențială. Cea mai bună presupunere în acest moment este că încărcarea de energie s-a extins pe o rezistență de 2-3 ori deschiderea fasciculului electronic de 6 cm în direcția fluxului. Un parametru de repetate în intervalul 0,05-0,1 este proiectat la M=0,2. Experimentele cu un fascicul a ghidat magnetic pentru a limita sarcina de descărcare sunt planificate pentru a elimina incertitudinea în performanța proiectată.

Au fost de asemenea efectuate experimente cu pulsații repetitive. În această serie de experimente, descărcarea a fost operată într-un mod de explozie cu trei puise în fiecare explozie. Examinarea interferogramelor filmului arată o mică variație de la puls la puise. Figura 11 prezintă trei cadre extrase din filmul realizat cu 3 descărcări la o rată de repetiție de 300 puises/sec și un flux de Mach 0,2. Conform Fig. 10, această rată de repetare este oarecum rapidă pentru a realiza o curățare completă între puși. Figura lia este cadrul de dinaintea primului puise, Fig. 11b este cadrul de dinaintea celui de-al doilea puise și Fig. 11c este cadrul la care ar fi tras al 4-lea puise. Lnterferogramele pentru cazul a 3 puși de descărcare la un debit de 420 impulsuri/sec iat și Mach 0,3 arată rezultate similare.

Concluzii

Acest studiu a abordat problemele de flux și acustice implicate în obținerea unei bune raze de ieșire de la un sistem laser exciplex rep-pulsed. Un sistem de curgere de purjare special conceput este utilizat pentru a demonstra experimental că nivelul necesar de omogenitate poate fi atins. Această instalație a utilizat o descărcare susținută cu fascicul electronic pentru a încărca energie într-un amestec de laser CO2 pentru a genera unde acustice cu amplitudine comparabilă cu cea dintr-un laser exciplex rrototipic. Nu folosesc un laser exciplex, ci doar simulează unul experimental într-un mod care asigură similaritatea. La baza studiului s-a ajuns la următoarele concluzii:

1) Omogenitatea fluxului inițial de (δρ/ρ) rm <5xl0-5, după îndepărtarea înclinării și a astigmatismului, a fost măsurată interferometric la numerele Mach M=0,2-0,3. Acest lucru este adecvat

pentru a produce un fascicul de ieșire aproape limitat de difracție de la un laser exciplex.

2) Curățarea fluxului între impulsuri a fost abordată într-o instalație de purjare cu o descărcare susținută neconfinată cu fascicul electric. Este necesară interpretarea pentru a lega aceste rezultate la un laser exciplex în care zona de încărcare a energiei este de obicei definită clar.

3) Este proiectat un parametru de repetate, PRL*Lc/a, în intervalul 0,05-0,1 la un debit Mach.număr de 0,2. Experimentele cu un fascicul electric ghidat magnetic pentru a limita descărcarea sunt planificate pentru a elimina incertitudinea în rata de repetare realizabilă.

4) Curățarea debitului după primul puise într-o explozie de trei impulsuri este foarte asemănătoare cu curățarea debitului după al treilea puise. Acest lucru simplifică considerabil implementarea unui sistem optic corectiv într-un laser exciplex.

Confirmare

Autorii ar dori să mulțumească L. Ruotolo și D. Tousignant pentru asistența tehnică în realizarea experimentelor și M. Smith pentru realizarea reducerii datelor interferogramelor. Această lucrare a fost susținută de DARPA și a fost monitorizată de Comandamentul de rachete al armatei SUA în baza contractului nr. DAÃK40-78-C-0126.

Referințe

1. M. Rokni, JA Mangano, JH Jacob și JC Hsia, „Rare Gas Flouride Lasers”, IEEE J. of Quantum Electronics, Voi. QE-74, nr. 7, iulie 1978, pp. 464-481. o

2. JH Parks, „Laser Action on the β2ς^J/2 Band of HgCl at 5576A”, Appi. Ohysics Letters, Vol. 31, nr. 3, august 1977, p. 192-194.

3. JW Goodman, Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, New York, 1968.

4. GW Sutton, „Effect of Turbulent Fluctuations in an Optically Active Fluid Medium”, AIAA J., Sept. 1969, pp. 1737-1743.

5. WM Kays și AL London, Compact Heat Exchangers , McGraw-Hill, 2nd., 1964, Cap. 3

6. P. Bradshaw și RC Penkhurst, „The Design of Low-Speed Wind Tunnesl”, Progress in Aeronautica! Științe, voi. 5, P. Kachemann şi LHG Sterne (eds.), Pergamon Press, New York, NY, 1964, pp. 1-67.

7. CC Shih și CM Cason, „Managementul dinamic și acustic al gazelor pentru lasere cu lungime de undă vizibilă”, Advances in Laser Technology (Emphasizing Gaseous Lasers), voi. 138, Soc. de Foto-Optic Instr. Engr., 1978, p. 75-82.

8. DW Hogge, SC Crow, JH Morris și PM Hurdle, „Modeling and Simulation of Flow and Acoustics in Pulsed Excimer Lasers”, Poséidon Research Rept. Nr. 21, februarie 1979.

9. AB Bauer și RL Chapkis, „Noise Generated by Boundary Layer Interaction with Perforated Acoustic Liners”, AIAA Paper No. 76-41, Prezentat la AIAA a 14th Aerospace Sciences Meeting, Washington, DC, ianuarie 1976.

10. BN Srivastava, CJ Knight și O. Zappa, „Acoustic Suppression in a Pulsed Laser System”, AIAA J., mai 1980, pp. 555-562.

11. KO Tong, CJ Knight și BN Srivastava, „Pressure Wave Atténuation in Mufflers with Finite Backing Volume”, AIAA Paper No. 79-0602, AIAA 5th Aeroacoustics Conf., Seattle, WA, martie 1979.

Tabelul 1. Vârf (δρ/ρ) pentru undele acustice sinusoidale rms

SPL	120 dB140 dB160 dB
44	5,6 x 10_B-5 5,6 x 10-4 5,6 x 10
155	4,5 x 10¯Z4,5 x 10~6-5 4,5 x 10
275	-7 1,4 x 10 71,4 x 10_6-5 1,4 x 10 °
412,5	6,4 x 10“8-7 6,4̄ x 106,4 x 10~6
825	1,6 x 10-81,6 x 10-71,6 x 10-6

Fig. 1 Schema fluxului/sistemului acustic

Fig. 4 Amortizoare laterale cu volum de suport finit

ÎN Amonte

ACUSTICA 1

CAVITATE

! ÎN AVAL

I ACUSTICĂ

Fig. 2 Modelul procesului de compensare

Fig. 5 Interferogramă laser Xe pulsată (tara fără flux)

PRFXL-/A

Fig. 6 Interferogramă laser Xe pulsată

(Mr0.25)

œ 2Od0

500

100 200

E

o

OO

Ю

ИIВIIЯЕШЙIIЙНЯ NBKSMMMMH

*ж Egsaiissa

2K

IOµ. sec

Fig. 7 Spectrul de frecvență al sunetului

Câmp în cavitate

Fig. 8 Urma curentului susținător

Fig. 9

Distribuție în zonă deschisă a amortizoarelor cu impedanță

ELIMINARE DUPĂ UN SINGUR PULS LA M=0,2

0

DEBIT ÎNAINTE DE DESCĂRCARE 3,3 mSEC DUPĂ DESCĂRCARE „5,0 mSEC DUPĂ DESCĂRCARE

ELIMINARE DUPĂ ATM UNIC IMPULS =0,3

DEBIT ÎNAINTE DE DESCĂRCARE Í,5 mSEC DUPĂ DESCĂRCARE2,4 mS DUPĂ DESCARCARE

Fig. 10 Curățarea fluxului după o singură pulsă

(a) Înainte de Primul Puls

(b) Înainte de 2nd Puise

Fig. 11 Rep-pulsat la 300 pps și

M~0,2

(c) 3,3 msec după al treilea Puise

SPIE Vol. 293 Wavefront Distorsions in Power Optics (1981) / 113

Distorsiune termică indusă de flashiamp într-un amplificator laser Nd:sticlă cu oglindă activă

Joseph A. Abate

Standard 0il din Ohio și Laboratorul pentru Energetică Laser Universitatea din Rochester, 250 East River Road, Rochester, New York 14623

Abstract

Măsurătorile distorsiunii optice induse termic a unui amplificator laser cu oglindă activă sunt prezentate împreună cu o comparație a distorsiunii măsurate și calculate. Este, de asemenea, prezentată o discuție despre un mijloc de compensare a acestor denaturări.

Introducere

Interesul pentru lasere ca dispozitive de aprindere pentru experimente de fuziune controlată a stimulat dezvoltarea unor instalații laser mari; unele dintre cele mai promițătoare sisteme candidate folosesc sticlă dopată cu neodim ca mediu laser. Obișnuit pentru aproape toate modelele cu laser Nd:glass este utilizarea amplificatoarelor cu tijă pentru preamplificarea unui oscilator puise, urmată de etape de amplificare a puterii care utilizează fie amplificatoare cu tije cu diametru mare, fie amplificatoare Brewster. Există unele dezbateri cu privire la momentul în care ar trebui făcută tranziția de la lansete la lansete, dar este de acord în general că tijele diss out performanți în categorii precum putere mare și cost inițial, când dimensiunile ajung la 100-200 mm deschidere de operare. Conceptul de oglindă activă, folosit pentru prima dată de JP Chernoch,1 este un design alternativ de amplificator cu deschidere mare care este dezvoltat pentru a fi utilizat în sistemul de fuziune cu laser OMEGA Nd:glass la Laboratorul de Energetică Laser (LLE) de la Universitatea din Rochester. De asemenea, deține o anumită promisiune de a funcționa bine ca dispozitiv de repetiție.2

Lucrările timpurii asupra oglinzii active de General Electric Company,3 G. Bret, et. al., 4 şi J. Hoose et. al.5 a avut un succes foarte limitat, lipsind performanța de a fi competitiv cu amplificatorul dise. Acest lucru s-a datorat în principal problemelor severe de acoperire și materiale implicate în construcția unui dispozitiv real. În ultimii trei ani, am reușit să rezolvăm cu succes multe dintre aceste probleme.

PLACI NdrGLASS LA APROAPE NORMAL

INCIDENTA CONSTITUIE AMPLIFICARE

MEDIU

Fig. 1: Schema schematică a trei elemente Fig. 2: Schema schematică a amplificatorului cu trei dise.   element activ-oglindă amplificator.

Configurația lui Brewster constă din dise eliptice de sticlă laser plasate la unghiul lui Brewster în interiorul unei matrice cilindrice de lămpi cu xenon, vezi Figura 1. Această geometrie oferă reflectivitate aproape de zero pentru un fascicul laser polarizat liniar, dar, în mod necesar, limitează funcționarea la acel mod. Atât lămpile, cât și cavitatea din sticlă laser pot fi protejate de pyrex sau scuturi similare. Răcirea cu apă a lămpilor este uneori folosită și este foarte utilă pentru extinderea duratei de viață a lămpii și reducerea la minimum a șanselor de defecțiuni explozive, dar duce la o scădere cu aproximativ 10% a energiei stocate. .7 Lumina laser de polarizare adecvată este amplificată pe măsură ce trece prin plăcile de sticlă.

Obținerea uniformității la nivelul amplificatorului poate fi făcută destul de sigură prin utilizarea reflectoarelor care înconjoară lămpile.8 În plus, reflectoarele ajută la îmbunătățirea eficienței de stocare a dispozitivelor Brewster. Această eficiență relativ scăzută rezultă din distanțele mari dintre lămpile bliț și centrul bolilor.

Oglinzile active diferă în multe privințe de bolile Brewster. În primul rând, așa cum se vede în figurile 2 și 3, rețeaua lămpii bliț este strâns cuplată cu placa de sticlă laser. Această caracteristică, atunci când este utilizată cu acoperiri avansate, tratamente de suprafață și materiale, îmbunătățește semnificativ eficiența stocării față de alte amplificatoare Nd:glass. Mai mult, câștigul pe placă este mare pentru un amplificator cu deschidere mare, deoarece oglinda activă este în mod inerent un dispozitiv de trecere dublă.

Placa cu oglindă activă este „pompată” de lumina lampii care intră prin suprafața din spate cea mai apropiată de matrice. Această suprafață este acoperită cu o peliculă dielectrică specială care permite transmiterea unei mari părți a energiei utile a benzii de pompă, oferind în același timp o reflectivitate excelentă pentru fasciculul laser care urmează să fie amplificat. Raza laser este incidentă pe suprafața opusă filmului dicroic din spate și este amplificată pe măsură ce se deplasează atât spre suprafața posterioară acoperită, cât și pe măsură ce este reflectată înapoi. De altfel, câștigul de putere pe placă este aproape de două ori mai mare decât cel așteptat de obicei. În cele din urmă, suprafețele care primesc cea mai mare depunere de căldură sunt răcite prin contact direct cu un lichid care curge. Acest lucru duce la timpi scurti de termalizare; de obicei, mai scurt decât cel al unui amplificator cu disc cu deschidere echivalentă.

Descrierea componentelor de principiu

Funcționarea unei oglinzi active și a componentelor sale principale sunt clarificate cu ajutorul figurii 3. Ieșirea unei rețele de lămpi cu xenon, strâns cuplată cu suportul oglinzii, trece prin suprafața din spate a oglinzii și este depusă în sticla laser. dală.

Fig. 3: Caracteristicile cheie ale designului actual de oglindă activă.

Fig. 4: Vedere din spate a oglinzii active.

Acoperiri

Banda de pompare a suprafeței din spate are 20 de straturi și are % reflectivitate la 1,05 µ. Această acoperire de obicei: acoperirea feței este stili Scopul principal, o acoperire anti-reflex pentru frecvența laserului,

Cu toate acestea, pentru a crește eficiența depozitării și pentru a reduce temperatura

În prezent sunt utilizate două acoperiri dielectrice multistrat. Transmițătorul, reflectorul fasciculului laser este o peliculă de înaltă durabilitate, realizată cu o reproductibilitate excelentă. Are o transmisie mai bună de 99' și mai mult de 90-95% la toate benzile de pompare importante. ' vede peste 50 J/cm2 de la 500 usée flashlamp puise. Frontul în curs de dezvoltare. r este ușor de realizat.

distorsiune, acoperirea feței frontale este, de asemenea, făcută pentru a reflecta energia reziduală a benzii de pompă. Datorită suprapunerii fasciculului de pe suprafața frontală a oglinzii active, acoperirea feței frontale trebuie să aibă un prag de deteriorare aproape de două ori mai mare decât fluența așteptată a fasciculului pentru puise, de ordinul unei nanosecunde. Efectul suprapunerii se modifică pe măsură ce lățimea pușii scade. Acoperirile frontale de producție actuale au fost testate atât la LLE, cât și de către Laboratorul Național Lawrence Livermore și arată un prag de deteriorare tipic fără suprapunere de 4-5 J/cm2 într-un puise de o nanosecundă. Ambele acoperiri sunt maximizate pentru o incidență aproape normală. Acest lucru a fost făcut pentru a minimiza dependențele de polarizare și pentru a permite utilizarea polarizării circulare.

Montare

Montarea corectă a plăcii de sticlă laser este o problemă critică. Acest lucru se datorează cerințelor simultane de localizare cu precizie a plăcii cu raport de aspect ridicat, menținând în același timp stresul scăzut și oferind în continuare o etanșare lichidă. O soluție pentru această problemă, care a fost folosită cu succes, este de a înconjura perimetrul plăcii cu sfere sau mărgele de sticlă, de aproximativ 4-6 mm diametru, astfel încât să se aplice o presiune uniformă pe perimetru (placa „plutește” în margele), vezi Figura 4. Mărgelele sunt împachetate suficient de strâns încât placa să nu se poată deplasa de-a lungul unei raze. Cu toate acestea, deoarece indicele de expansiune al perlelor este aproape același cu cel al sticlei laser și din cauza geometriei, perlele pot fi ușor comprimate, permițând un grad mic de expansiune relativ fără stres a plăcii în timpul arderii. Garnitura frontală este formată prin aplicarea unei ușoare presiuni, de la trei „clapete”, reglabile pe un inel moale. Datorită poziției sale, acest inel o este foarte susceptibil la deteriorarea din cauza radiației neabsorbite a lămpii care ajunge pe suprafața frontală a oglinzii active. Până în prezent am avut cele mai bune rezultate dintr-un material polietil-poliuretan. Poate fi realizat la un durometru mic și

prezintă un minim de deteriorare a suprafeței. Placa este amplasată față în spate de trei distanțiere direct opuse urechilor; măsurătorile interferometrice pe o oglindă de 25 x 3 cm au arătat că singura distorsiune observabilă este legată de presiunea de etanșare și nu de împachetarea talonului. În plus, aceste teste sugerează că pentru materialele cu inele cu durametru scăzut, se poate face o etanșare înainte ca distorsiunea să depășească $\lambda/4$.

Răcire

Granulele, (vezi Figura 3) de obicei între 4 și 6 mm în diametru, oferă spațiu interstițial amplu pentru curgerea lichidului de răcire. Alegerea lichidelor de răcire este dictată de dorința de a asigura un grad de potrivire a indicilor (pentru suprimarea paraziților) și compatibilitatea chimică cu sticla, acoperirile și materialele de fabricație obișnuite. Principalul nostru agent de răcire candidat este 100% etilen glicol, datorită durabilității sale bune la lumina blitz-ului*0 (atunci când este protejat de scutul anti-explozie). De asemenea, oferă o potrivire rezonabilă a indexului (1,42 față de 1,5) și nu atacă niciunul dintre hardware, acoperiri sau sticla. Are proprietăți termice și de curgere rezonabile și este ușor și sigur de lucrat.

Suprimarea parazitului

Margele, împreună cu geometria plăcii, efectuează un grad ridicat de suprimare a parazitului. Emisia stimulată de 1,054 microni este decuplată de placa printr-o potrivire adecvată a indicelui și absorbită prin volumul de margele. Granulele conțin Fe+3 ca dopant, oferind o absorbție ridicată pentru benzile de emisie de 0,88, 1,054 și 1,3 microni. Suprimarea paraziților este, de asemenea, inclusă în geometria plăcii și, într-un sens, în designul acoperirii. În primul rând, așa cum se vede în Figura 3, marginile oglinzii sunt înclinate astfel încât energia de emisie reflectată nu poate urma aceeași cale ca și incidentul. Într-adevăr, această lumină este reflectată departe de regiunile cu cel mai mare câștig (suprafața din spate). Reflexivitatea ridicată a stratului din spate crește probabilitatea ca buclele închise să fie stabilite, dar chiar și acest lucru este frustrat de faptul că suprafețele din față și din spate nu sunt paralele. ■· (Acest lucru se face și pentru a discrimina între reflexiile suprafeței din față și din spate; reflexia suprafeței frontale nu urmează calea optică a fasciculului principal și, prin urmare, nu contribuie la puterea pre-puls.) În cele din urmă, stratul reflectorizant din spate blochează radiația 1.05 (și 1.35) generată de lămpile, scăzând și mai mult energia circulant.

Matrice de lămpi

Au fost luate în considerare o varietate de configurații de lămpi fulger înainte de a decide utilizarea lămpilor cu diametru de 13 mm răcite cu apă, cu lungimi variabile de arc pentru a se potrivi cu regiunea circulară de pompare (vezi Figura 5). S-a constatat că uniformitatea iluminării și eficiența pompei sunt aproape maxime la acest orificiu al lămpii.

Forma generală a curbelor de amplificare este dată în Figura 6 și arată o eficiență în scădere constantă cu pomparea crescută pentru lămpile cu diametru mai mare. Exemplul din Figura 6 arată densitatea de energie stocată în funcție de tensiunea de bancă pentru o oglindă activă de 2,2% dopată cu grosimea de 2 cm a Q-88 (kigre, Inc.) atunci când este pompată de o matrice fiat de lămpi de 13 mm și o dublă. gamă de lămpi eșalonate cu alezaj de 19 mm. Curba pentru lămpile cu diametru mic este aproape

0,5-1

Fig. 5: Matrice actuală de lămpi cu lămpi cu lămpi cu lungimea arcului eșalonat.

0,2-H i—i-1-----1----1---

5   678

TENSIUNE DE BANC (kV)

Fig. 6: Efectele diametrului lămpii asupra densității energiei stocate într-o oglindă activă Q-88 dopată cu 2,2%, grosime de 2 cm.

liniar cu tensiunea de bancă, în timp ce lămpile mai mari prezintă o scădere puternică a eficienței peste 7-8 Kv de intrare. Această cădere nu este legată de strângerea câștigului, ci mai degrabă de efectele combinate ale albastruirii și ale pierderilor rezistive crescute (lămpile mai mari folosesc aproximativ de două ori curentul de vârf).

Uniformitatea câștigului este excelentă și atunci când sunt utilizate matrice mici, strâns împachetate. Figura 7 arată rezultatele pentru o configurație de 17 cm folosind lămpi de 13 mm. Căderea ușoară de la margini este rezultatul vignetării din cauza deschiderii finite de pompare. Absolutul. dimensiunea acestei regiuni de umbră rămâne constantă pentru o mare varietate de diametre și, de fapt, uniformitatea se îmbunătățește la diametre mai mari.

Compania de sticlă Corning a dezvoltat un tratament anti-reflex,·11 care, atunci când este aplicat pe scutul de explozie și pe mantaua de apă din jurul lămpilor, crește stocarea cu 10-15% (vezi Figura 8). Tratamentul constă într-o leșiere acidă la temperatură înaltă în două etape care dă un gradient în indicele de refracție. Proprietățile anti-reflexie sunt relativ independente de lungimea de undă și unghi.

Performanță cu o singură unitate

Au fost testate o varietate de configurații de oglindă activă, ceea ce duce la o bună înțelegere a compromisurilor de design. Au fost montate cu succes plăci de sticlă fosfatată EV-2 (Owens-Illinois, Inc.), Q-88 (Kigre, Inc.) și LHG-8 (Hoya, Inc.) cu diametrul de până la 25 cm pe lățimi de 2 cm. etanșat cu o distorsiune adăugată mai mică de $\lambda/4$. „Rigiditatea” plăcii este cel mai important parametru pentru distorsiunea minimă și poate fi aproximată prin:

(D

Pentru

unde E este modulul lui Young și t și r sunt grosimea plăcii și respectiv raza. Montarea fără distorsiuni în prezentul design am constatat că acest termen ar trebui să fie de cel puțin 0,25 Kg/mm3, cu o limită mai sigură fiind aproape de 1.

Stabilitatea capului de la lovitură la lovitură este, de asemenea, excelentă. Când este montat corespunzător, modificările îndreptării fasciculului în timp sunt cele asociate cu suportul pentru oglinda montată. Prin urmare, unitatea prezintă stabilități tipice altor componente optice din linia fasciculului. De exemplu, într-un test, interferogramele, luate dintr-o oglindă activă înainte și după ce au fost declanșate la energie maximă de șase ori pe o perioadă de trei ore, nu au arătat variații în limitele rezoluției (~ λ/8).

POZIȚIA DIN CENTRU (cm)

Fig. 7: Profilul de energie stocat al oglinzii active cu deschidere clară de 17 cm.

Fig. 8: Depozitare de energie pentru oglindă activă de 3 cm x 24 cm, dopată 3%, care arată efectul utilizării tratamentului antireflex Corning pe jachetele de apă ale lampilor flash și pe scutul de explozie.

În timpul și imediat după aprinderea lămpilor, oglinda suferă modificări. În timpul pompării, partea din spate a oglinzii va forma inițial o suprafață concavă a cărei curbură crește pe tot parcursul pompei lampii. Curbura este cauzată de depunerea neuniformă a căldurii (defect cuantic și încălzire ultravioletă reziduală) care este cea mai mare pe partea din spate. Distorsiunea frontului de undă în funcție de timp de la inițierea pompei de pompare este prezentată în Figura 9 pentru o placă dopată de 2,5% cu diametrul de 25 cm pe 3 cm grosime (depozitarea medie la câștig de vârf a fost de 0,37 Jouli/cm3). Aceste măsurători au fost făcute pe un interferometru Twyman-Green cu o peretură clară de 25 cm folosind un laser Nd:YAG în impulsuri ca sursă de lumină. Interferogramele au fost interpretate folosind o tehnică de analiză asistată de computer dezvoltată la Eastman Kodak Company.12 Curbura în timpul pompei este reproductibilă și la câștig maxim este în primul rând o distorsiune sferică de ordinul întâi, de aproximativ 2,5 valuri în mărime. Astigmatismul indus este de aproximativ 0,1 λ și toate distorsiunile de ordin superior sunt mai mici de 0,1 λ. Aceste modificări ale calității frontului de undă pe măsură ce un fascicul trece printr-o serie de oglinzi active pot fi corectate cu ușurință prin optică pasivă. Mărimea distorsiunii poate fi calculată, utilizând un model de depunere termică13 pentru alte dopaje, configurații de plăci și sticlă. Există două tipuri de distorsiuni termice, (1) lentilă termică și (2) birefringență termică.

Biréfringenta termica

Efectele stresului asupra proprietăților optice pot fi studiate folosind abordarea lui Neumann14. În acest caz, deoarece axele sistemului de coordonate sunt paralele cu axele principale ale străinilor, efectul deformării elastice asupra propagării luminii este:

V x = V+^εχχ+Pε yy+Pεζζ
vy = V+Pεχχ+qe yy+p ζζ(2)
V = V+ρε+Pε+qe
Z XX 1 yy ζζ

unde V este viteza în materialul netensionat, p și q sunt constante determinate de material, iar indicele de pe V indică direcția de polarizare a undei a luminii.

Schimbarea polarizării

în indicele de refractdve (n) al direcțiilor sunt date de:

mediul nestresat

pentru cei trei

V -V

Dacă presupunem

că schimbările

X

sunt mici; adică

ε

Z Z

n atunci,

d + 2p)

Fig. 9: Este prezentată distorsiunea sferică a frontului de undă, rezultată din pomparea lămpii fulger pe măsură ce timpul în canalul pompei pentru o regiune de amplificare a plăcii de 25 x 3 cm.

de LHG-8, 2,5% dopat.

o functie de

Maximul

Simetria care stă la baza ecuațiilor de mai sus este aceea că . axa optică paralelă cu axa Z. Henee, vx=VyEvo este

este viteza extraordinară. Nu va exista o schimbare relativă de fază pentru cele două polarizări pentru incidență normală; adică de-a lungul axei z. Cu toate acestea, pentru un val la un . unghiul θ față de axa z (axa optică) vitezele obișnuite (νθθ) și extraordinare (Ve) sunt date de:15

(Voe>2 = Vo2

și (νθθ)2 = νθ2 cos 0 + νθ2 sin2 θ

Indicii corespunzători sunt:

a 2

VE

_ c

~ V

= η (1 + S^o + S2T)

VOI

unde Sg si

S2 sunt materiale

constante.

Noi stim

1

n2 e

i 2b σ

X VE

cos2e

ne = (c/ve sin2 θ

nz

(I

(q + 2p)

a unui cristal uniaxial viteza obișnuită

(q + 2p) ^)

cu şi VzEVe

(7)

(8)

(9)

(10)

+ S2T)

Folosind

(11)

S3 este o constantă materială, gradienții generați sunt astfel încât Sp

faptul că

σ, Sgo și S2T sunt << 1

ochelari cu laser și temperatura pe care o avem

A

V

+ £ v

y z

z

0

+ Za σ V

E

= n(l + Sj acos20 + S3 osin20 + S2T)

(12)

Acum putem compara diferența de cale optică datorită celor doi indici de refracție ηθ și ne. Pentru un unghi de incidență θ și grosimea 1, lungimea traseului (p) este (1/cos θ) de la o față la alta.

·'· ^0 n0dr = < d + Slü + S2T) dr Í13)

= —ÍÍ (1 + S-,σ + SOT) dZ

COSI) } 0 12

(Se presupune că θ rămâne constant)

ni

COSO

la fel de,

fl odZ = 0 (15)

nS2

cose

(14)

dZ

Fasciculul laser pe măsură ce se propagă către suprafața reflectorizante dielectrică vede un indice de refracție în scădere (dn/dT < 0) și pe calea de întoarcere vede indicele de refracție în creștere. Se arată aici că contribuția la calea optică datorată gradientului de temperatură este zero, cu condiția ca gradientul de temperatură să fie fix în propagarea laserului prin oglinda activă. Fie suprafața reflectantă în planul Z = 0, iar grosimea oglinzii active 1; indicele de refracție normal al mediului n și gradientul de temperatură T(Z). Calea normală a undei pentru unghiul de incidență θ este 1/cos θ.

Calea optică totală =

ÎÎ/COSO <”+T   + ii7™ '

/1 <" + T + /Í <«T

(n+T gȘ) dr

dn, dZ dT cos θ

(16)

presupunând că G rămâne constant, adică variația totală a indicelui de refracție mică.

= 3thr   / ¿ <n+T aï* dz + ln+T ®)dZ

= côs- /J <η-τΦ)άζ + /J ln+'5ld! (17)

Astfel, putem concluziona că modificarea căii optice datorită modificărilor indicelui de refracție de către gradientul de temperatură este zero pentru o oglindă activă, cu condiția ca gradientul de temperatură să fie fix în timpul propagării laserului.

• · Calea optică totală pentru nr. index =   _

(18)

În mod similar, putem arăta că, în aceeași condiție la limită, lungimea optică totală pentru indicele ηθ este de asemenea (2nl/cosS).

Henee, efectele biréfringenței stresului vor fi zero pentru oglinzile active în condițiile menționate pentru orice unghi de incidență.

Lentile termice

Ipotezele în calcularea tensiunilor și deformațiilor sunt (1) încălzirea feței oglinzii este uniformă și că temperatura depinde numai de distanța de la fața oglinzii cea mai apropiată de matricea lămpii bliț, (2) încălzirea datorată laserului. puise este mic și neglijabil în comparație cu cel datorat lămpii și (3) deoarece diametrul oglinzii este mult mai mare decât grosimea ei, principiul St. Venants este valabil; adică, pentru distanțe mai mari decât grosimea de la marginea oglinzii există solicitări neglijabile. Fie ca fața oglinzii să se afle în planul xy, grosimea ei (1) de-a lungul axei Z și gradientul de temperatură ΔTξT(Z). Datorită ipotezelor enunţate, problema tridimensională se reduce la una bidimensională; adică, efortul plan cu σζζ=0.16 Folosind legea lui Hook pentru o problemă termo-elastică, avem,

εχχ * Eyy 5 ε = g 11 - υ> + BT

εZZ = * + ST <2°> unde,

σ ; „xx = ayy sunt tensiunile din fața oglinzii

și numai o funcție a lui Z.

E

este modulul Young

este raportul lui Poisson

este coeficientul de dilatare liniară

Dacă ne limităm în continuare la distorsiuni, care lasă planuri paralele cu fiecare ocru înainte și după distorsiuni, atunci singura formă permisă de străin este

A + BZ

(21)

unde, A și B sunt constante. Stresul corespunzător acestui străin este

E

σ H (lv) A + BZ - „T Din ec. (19)

(22)

Singura modalitate de a satisface condiția la limită σ = 0 la fețe este făcând T liniar în Z; dar acest lucru va face ca tensiunile să fie zero peste tot. Henee, folosim următoarele condiții la limită:

rf

j σ dZ = 0

1 o

σ ZdZ = 0

JO

(23)

(24)

ceea ce presupune că condiţiile duc la

forța netă și cuplul pe fețe sunt zero, urmând valori pentru constantele A și B:

A = f T dZ - fZ T zdZ

£ 1 o £·“■ ' o

Aceste hotar

(25)

c

și,

B = [Z TZdZ - fZT dZ £ 3 } o£2 7 o

(26)

Henee, tensiunile și tensiunile sunt:

Z Z

E

Z Z

Unde

E (lv)

2f

£

2'

(!-')

2 6NT

2g

£

gT

3Z

£

NT

Mt

2Z

£

3Z

£

Nt

6g

2Z

£

nT

(1+v)g

2 ani

«t - ¡o T dZ

(27)

(28)

(29)

(30)

Deplasarea ω (de-a lungul axei Z) pentru deformarile de mai sus este,

„ =(n- NT - H «r) <*2

fia / 7. 2

+ У2' - [F (2Z z) мт - TT1 bnt]

3Z2 \

2£ /

NT

(31)

θ

σ

E

2

2

6

£

1

Γ

MT = /θ T ZdZ

Ştim, Pχ (raza de curbură)

1 4-(3ω/9χ)2 3/2

(3 2ω/3χ2)

Dacă noi

presupunem că (3ω/3χ)2

R,

1; adică echitabil

1 _ ,

variaţii netede în

- B)"1

Unde

B este dat de ecuație

(26). Din Equ.

(31) găsim

ω în raport cu x, atunci,

(32)

R Ξ R

y

Rx

(33)

Există o singură rază de curbură în planul xy; acest lucru nu este surprinzător având în vedere ipoteza unei încălziri uniforme în planul xy.

Calculele au fost efectuate folosind următorul profil de gradient de temperatură:

T (Z)

KP

(1 + 0,77PZ) 125

(34)

Unde,

K este o constantă de normalizare

iar P este concentrația de Nd a sticlei (în % în greutate)

Calculele s-au repetat pentru cazul în care fața frontală a oglinzii active are o acoperire care reflectă înapoi lampa lampă. Rezultatele acestor calcule sunt reprezentate în Fig. 10.

Din Fig. 10 se vede cu cât dopajul este mai mare, cu atât raza de curbură este mai mică, deoarece temperatura scade mai repede pe măsură ce trecem prin material; aceasta are ca rezultat un gradient de temperatură mai mare. Pe măsură ce grosimea materialului crește, și raza de curbură crește, deoarece acum există mai multă sticlă pentru a prelua tensiunile. Acoperirea feței frontale a oglinzii pentru a reflecta pompa apoi netezește gradientul de temperatură, crescând astfel raza de curbură. Efectul acoperirii feței frontale este mai mare pentru o grosime mai mică a sticlei.

Modelul a fost testat cu succes cu o placă Q-88 de 2,5 cm grosime care a fost dopată în proporție de 2,2% și avea un reflector frontal cu bandă de pompă. Distorsiunea la câștigul de vârf a fost determinată a fi de aproximativ 1λ, în acord cu modelul.

Fig. 10: Dependența razei de curbură Fig. 11: Timpul pentru recuperarea termică completă față de dopajul discului și grosimea. tensiune de ardere pentru o placă de 25x3cm

de LHG-8, 2,5% dopat. 10kV este tensiunea normală de funcționare.

După ardere, curbura se relaxează rapid înapoi la starea inițială aproape în 1-3 minute. După acest timp, recuperarea este mai lentă. După cum se vede în Figura 11, timpul de răcire (adică timpul pentru ca sticla să revină la cifra sa inițială la 0,1λ) la energia maximă a pompei este de aproximativ 15 minute pentru plăci LHG-8 de 2,5 cm x 3 cm. EV-2 pare să necesite timpi de răcire ceva mai lungi; aceasta este în concordanță cu conductivitatea termică mai scăzută a EV-2.

Performanță cu mai multe unități

Pentru a testa puterea mare și performanța energetică ridicată a amplificatorului cu oglindă activă, a fost utilizată ieșirea bine diagnosticată a laserului de dezvoltare a sticlei (GDL) la LLE.

ca intrare la o serie de patru oglinzi active cu o deschidere clară de 17 cm și o grosime de 2,5 cm. S-a obținut o putere de ieșire de 1,2 TW într-un impuls de 47 psec și o energie de ieșire de 245 J într-un puise de 750 psec. Un fascicul circular polarizat de 15 cm a fost amplificat de cele patru oglinzi active și apoi trecut printr-un filtru spațial F/27 cu un orificiu de 1 mm diametru (vezi Figura 12). Fasciculul a fost apoi direcționat către o serie de diagnostice pentru a măsura energia de ieșire, lățimea puisei, profilul spațial și focalizarea.

Poziția orificiului filtrului spațial a trebuit să fie ajustată pentru a ține cont de distorsiunea termică în timpul câștigului de vârf al celor patru oglinzi active. Poziția taliei fasciculului la creșterea maximă și la starea „rece” a fost diferită cu 5 cm pentru filtrul F/27 utilizat. După cum sa arătat mai devreme, distorsiunea termică responsabilă pentru această deplasare este reproductibilă și odată ce poziția corectă a orificiului este stabilită, nu este necesară nicio ajustare suplimentară. Trebuie remarcat faptul că poziția taliei fasciculului face „mărire” în timp; totuși, pentru lățimile de impuls de care ne preocupă (adică, 50 psec până la 1 ns), risipa de fascicul este în esență staționară în timpul trecerii pușii prin orificiu (vezi Figura 9).

Cele patru oglinzi active au fost aprinse la fiecare 30 de minute în timpul testelor. Nu au fost necesare ajustări de poziție pe durata experimentelor. Când a fost focalizat, fasciculul de ieșire era de aproximativ patru ori limitat de difracție, ceea ce era același cu focalizarea fasciculului de intrare.

Recent, același set de patru oglinzi active a fost folosit ca amplificator cu trecere dublă comutat pasiv (vezi Figura 13). În această configurație, un polarizator și o placă cu jumătate de undă permit ca fasciculul să fie direcționat prin fiecare oglindă activă de două ori înainte de a fi direcționat către o cameră țintă. Pentru a ajuta la țintirea fasciculului de ieșire, a fost folosită o nouă metodă pentru a corecta distorsiunea termică în timpul pompei. În experimentele anterioare cu oglindă activă, poziția orificiului filtrului spațial de ieșire a fost mutată pentru a compensa deplasarea focală indusă termic. Pentru aceste experimente, lentila negativă din telescopul de extindere a fasciculului a fost mutată pentru a compensa distorsiunea termică. Direcționarea s-a făcut în poziția de aliniere (vezi Figura 13). În acest caz, fasciculul de aliniere care intră și iese din oglinzile active a fost colimatat. Înainte ca oglinzile active să fie declanșate, lentila a fost mutată în poziția de compensare care dădea un fascicul divergent la intrarea oglinzilor active. Distorsiunea termică în timpul tragerii a compensat această divergență și a produs un fascicul pulsat colimat după trecerea prin toate oglinzile active. Problema fiind, desigur, găsirea corectă a pozițiilor de aliniere și compensare. Acest lucru a fost realizat folosind un interferometru Schlieren. Un YAG de aliniere a fost folosit pentru a găsi poziția corectă, pur și simplu ajustând poziția lentilei, astfel încât franjurile să fie umflate. Apoi a fost luată o interferogramă cu oglinzile active și lentila în poziția de aliniere. Aceasta a dat o măsură relativă a distorsiunii pulsului în timpul. Lentila a fost apoi mutată într-o poziție de compensare și a fost luată o altă interferogramă pulsată, cu toate acestea, oglinzile active nu au fost declanșate. Compensarea-

Filtru spațial

AM-4

AM-2

Grinda de 15 cm de la GDL

AM eu

Calorimetru

Trăncăneală

Farfurie

Câmpul îndepărtat Foto

Placă de zgârieturi

Puise Stacker

Salt de fascicul

л/4 Farfurie

Fotografie Near Field

Cah1'

DIAGNOSTICĂ GDL

ENERGIE

PROFIL SPATIAL DE FOCALITATE DE LĂȚIME DE PULS

3450

AM-3

Cameră TV

Cameră TV

DIAGNOSTICĂ

IEȘIRE

ENERGIE·*-CÂŞTIGĂ FOCALITATE LĂŢIMEA PULSULUI

PROFIL SPATIAL

IG. 12: Schemă, diagramă din patru

configurarea testului oglinzii active a unității.

Fig. 13: Configurație optică pentru puși lungi (700 psec) de test dublu de trecere în oglindă activă.

poziția a fost interacționată până când a apărut același număr de franjuri ca și în interferograma pulsată de aliniere. Acest lucru a indicat că lentila a plasat aceeași cantitate de curbură a frontului de undă pe fascicul ca cea cauzată de distorsiunea oglinzii active, dar de semn opus. Deplasarea lentilei negative a fost calculată de Bob Hopkins de la LLE, având în vedere datele de distorsiune activă-oglindă cu un singur cap. Calculul lui a fost în acord cu poziția găsită experimental. Distorsiunea indusă a frontului de undă a corespuns la aproximativ 16λ de sferică pentru configurația completă dublu puise.

Această procedură sa dovedit a fi destul de fiabilă și va fi utilizată în actualizarea planificată a GDL. Măsurarea focalizării fasciculului a fost sacrificată astfel încât să poată fi efectuate fotografii țintă. Am obținut o indicație a focalizării făcând fotografii cu raze X în gaură din rezervor. Fotografiile pinhole au indicat o regiune emițătoare de raze X de aproximativ 130 μ în diametru pentru fotografii de mare energie.

Concluzie

Distorsiunile termice induse în amplificatorul laser cu oglindă activă au fost măsurate și s-au dovedit a fi foarte reproductibile și în acord cu modelele existente pentru deformare termică. Această reproductibilitate permite o corecție pasivă simplă, permițând amplificarea și transportul fasciculelor optice de înaltă calitate necesare pentru fuziunea cu laser. De asemenea, oglinda activă pare să se preteze la rate de repetare mai mari decât orice alt amplificator laser din sticlă.

Confirmare

Autorul ar dori să mulțumească lui R. Sampath și O. Lewis pentru ajutorul acordat în modelarea termică în oglindă activă timpurie.

Această lucrare a fost susținută parțial de următorii sponsori: Exxon Research and Engineering Company, General Electric Company, Northeast Utilities, New York State Energy Research and Development Authority, The Standard Oil Company (Ohio), University of Rochester și Empire State Electric Energy Corporația de Cercetare. O astfel de susținere nu implică aprobarea conținutului de către oricare dintre părțile de mai sus.

Referințe

1. JP Chernoch, brevetul SUA 3.525.053, 28 august 1970.

2. PR Manzo, HR Verdun și EA Phillips, Science Applications Inc. Raport 186-201-014, noiembrie 1980.

3. WS Martin, GE Technical Report, nr. 68-C-285, august 1968.

4. G. Bret, MC Hurand și JC Boltz, Digest of Technical Papers, 1975 IEEE/OSA Conférence on Laser Engineering and Applications, 28-30 mai 1975, 4.2.

5. J. Hoose și J. Soures, Digest of Technical Papers, 1975 IEEE/OSA Conférence on Laser Engineering and Applications, 28-30 mai 1975, 4.1.

6. S. Thomas, comunicare privată.

7. Lawrence Livermore National Laboratory Laser Program Semianual Report - 1973 (iulie-decembrie), Raport UCRL-50021-73-2, p. 14.

8. Raport anual Lawrence Livermore National Laboratory Laser Program - 1976, Raport UCRL-50021-76, p. 2-80.

9. Raport anual Lawrence Livermore National Laboratory Laser Program - 1975, Raport UCRL-50021-75, p. 224.

10. J. Rinefierd, S. Jacobs, D. Brown, JA Abate, 0. Lewis, H. Applebaum, NBS Special Publication 541, lOth Symposium on Materials for High Power Lasers, Dec. 1978.

11. MJ Minot, J. Opt. Soc. Am., voi. 66, nr. 6, iunie 1976, p. 515.

12. KE Schwenkev, Optical Society of America, 1979 Annual Meeting Program, 8-12 octombrie 1979, p. 1418.

13. R. Sampath, Laboratory for Laser Energetics, OMEGA Tech Note 377, 28 august 1978. WS Martin, General Electric Co., comunicare privată.

M. Sparks, J. Appi. Fiz. 42, p. 5029 (1971).

JR Jasperse și JD Gianio, J. Appi. Fiz. 43, p. 1686 (1972).

B. Bendow și PD Gianio, Appi. Fiz. 2_, p. 1 (1973).

14. Neumann F. Ann. Physik Chem. 54, 449 (1841); de asemenea „Properties of Glass” de GW Morey, pp. 442-447.

15. „Principies of Optics” de Born and Wolf, pp. 679-681 (Ediția a cincea).

16. Vezi „Theory of Thermal Stress” de Boley și Werner, pp. 275-279.

Aberații de fază induse de mediu în undă continuă (cw) fluorură de hidrogen Lasere chimice

S. W. Zelazny, WA Chambers, WF Van Tassali, WF Brandkamp

Divizia Bell Aerospace Textron a Textron Inc.

PO Box One, Buffalo, New York 14240

Abstract

Laserele cu hidrogen fluorură cu undă continuă concepute pentru a produce o eficiență mare de utilizare a energiei la masă conțin neomogenități medii active care au potențialul de a introduce aberații medii corelate mari. Reducerea mărimii aberațiilor medii corelate prin orientarea corectă a modulelor de duze laser adiacente sunt investigate utilizând analiza geometrică și optică a undelor difractive. Au fost examinate două modele semnificativ diferite de eficiență de masă ridicată, pană axisimetrică și hipersonică. S-au făcut calcule detaliate ale dinamicii gazelor pentru a estima indicele variațiilor de refracție în aceste câmpuri de flux tridimensionale de amestecare, reacție și laser. Analizele geometriei și ale undelor difractive au fost efectuate pentru a stabili diferențele de cale optică (OPD) introduse de mai multe rânduri ale unității de bază a matricei de duze. Comparațiile dintre geometrie și analizele difractive au arătat că tratamentul geometriei ar plasa o limită superioară a OPD-urilor de așteptat de la mai multe matrice de duze. S-a constatat că alinierea rândurilor matricei de duze axisimetrice cu axa laserului are un efect catastrofal asupra calității fasciculului dispozitivului. Cu toate acestea, prin înclinarea corectă a rândurilor de duze a fost posibilă reducerea degradarii calității fasciculului. În mod similar, au fost

identificate orientările cele mai defavorabile pentru matricea de pană hipersonică și s-a demonstrat că declinarea marginii de fugă a panei hipersonice în raport cu axa optică minimizează în mod semnificativ degradarea calității fasciculului.

[. Introduci ion

Elementele majore ale unui laser CW HF sau DF sunt prezentate în Figura 1. Creșterea puterii de ieșire a unui laser CW Chemical poate fi obținută prin creșterea dimensiunii matricei de duze prin creșteri în înălțime și/sau lungime. De asemenea, o configurație alternativă la matricea liniară este configurația generatorului de câștig în formă cilindrică cu un câmp de curgere cu cavitate direcționat radial, așa cum este ilustrat în Figura 2. Un astfel de generator necesită un rezonator cilindric sau inelar.1 »2 Pentru configurația cilindrică, nivelul de putere poate fi crescut prin utilizarea fie unui diametru sau lungime mai mare a dispozitivului. Numeroase tipuri de rețele de duze au fost considerate ca element de bază pentru aceste generatoare de câștig, așa cum este ilustrat în Figura 3. Procesele complexe de amestecare, reacție și laser care există în aval de aceste rețele de duze produc variații în câmpul de densitate care duc la dispersia nerezonantă a câmpul optic datorită unei aberații medii corelate. Gradul de corelare este determinat de orientarea fiecărei duze în raport cu axa optică a rezonatorului. De exemplu, luați în considerare un caz în care toate elementele duzei dintr-o rețea de duze axisimetrice au fost aliniate paralel (nedeformat) cu axa optică, orientare A, Figura 4. Densitatea și, în consecință, indicele de refracție vor varia producând diferența de cale optică ilustrată (profil OPD). Prin modificarea unghiului axei optice, orientarea B, Figura 4, se poate reduce amplitudinea variației OPD. Obiectivele acestui studiu au fost: (1) să analizeze câmpul de curgere în aval a două dintre cele cinci configurații de duză ilustrate în Figura 3, rețelele axisimetrice și hipersonice și (2) să utilizeze variația prezisă a OPD în analizele optice geometrice și difractive. pentru a determina aberația medie corelată în funcție de unghiul de deformare al axei optice.

Abordarea utilizată pentru realizarea acestor analize este prezentată în Secțiunea II. Rezultatele obţinute din analizele câmpului de flux sunt prezentate în Secţiunea III. Rezultatele analizei geometrice și difractive sunt prezentate în secțiunea IV, iar concluziile sunt date în secțiunea V.

[I , Abordare

O abordare în patru etape secvenţiale a fost folosită pentru a evalua aberaţiile medii corelate: (1) distribuţiile locale de densitate şi compoziţie au fost calculate prin zona de laser folosind modele de flux existente pentru configuraţiile de pană axisimetrice şi hipersonică, (2) OPD a fost calculat printr-un o singură felie reprezentativă a câmpului de flux în direcția laserului care are loc într-un ciclu periodic al matricei de duze laser, (3) a fost apoi calculată OPD produsă de N numere de module și (4) în final a fost calculată degradarea calității fasciculului.

h. Analiza FHpwfield

Configurație axisimetrică - Patru regimuri caracterizează câmpul de curgere al cavității laser. Acestea sunt: (i) fluxul primar neamestecat, (ii) regiunea lasering, (iii) fluxul secundar neamestecat și (iv) o regiune a fluxului de bază. Teoria de referință 3 este utilizată pentru a calcula compozițiile, presiunile, temperaturile și indicele de refracție al regiunilor I-III. Se presupune că regiunea bcse este formată din 100% H„, ceea ce este rezonabil deoarece laserul operează un combustibil bogat cu mai mult de cinci ori mai mult Hp necesar pentru a consuma fluorul disponibil.) De asemenea, duza primară este înconjurată total de duza inelară H„. Aceste patru regiuni de curgere sunt prezentate în Figura 5a pentru duza axisimetrică și în Figura 5b pentru duza hipersonică cu pană.

Configurație de pană hipersonică - O secvență de calcule în doi pași este utilizată pentru a analiza câmpul de curgere a panei hipersonice în cavitatea laserului. Prima etapă analizează fluxul, deoarece: (1) este accelerat de la arzător, prin duza primară cu raport de suprafață mare, (2) lovește marginea anterioară a panei hipersonice și (3) decelerează prin oblic. Sisteme de șoc în interiorul penelor.

O analiză a echilibrului de ardere este utilizată pentru a stabili condițiile de intrare a duzei primare. O analiză a stratului limită este apoi utilizată pentru a stabili condițiile de frontieră pe pană hipersonică. O teorie cuplată inviscid-vâscos este utilizată pentru a determina structura șocului prin pene și pentru a calcula condițiile de curgere, deoarece acestea variază de-a lungul marginii de fugă a panei hipersonice.

Condițiile de pornire pentru a doua etapă a analizei cavității laser sunt specificate la două planuri: (1) linia centrală a duzei primare și (2) marginea panei în regiunea stratului limită. Aceeași tehnică descrisă pentru rețeaua de duze axisimetrice este utilizată pentru a prezice indicele variațiilor de refracție în cavitatea laser în aval de injectoarele hipersonice cu pană. Zona mixtă este considerată a fi la presiune constantă în toate punctele până când regiunea malului este umplută de expansiunea dinamică a gazelor indusă de eliberarea de căldură a reacțiilor laser. Lățimea zonelor I, II și III (direcția z din Figura 5b) se presupune a fi egală; pe măsură ce suprafața crește, presiunile din zonele II și III vor scădea datorită expansiunii în absența degajării de căldură. Se presupune că regiunea malului, zona IV, are aceeași presiune ca și regiunea mixtă. Suprapus acestei idei de flux este efectul unui șoc oblic reflectat prin rețeaua wedge. Aici luăm în considerare doar primul incident de șoc pe linia centrală a panei hipersonice și neglijăm șocurile ulterioare. Cu această aproximare, doar primele 0,50 cm.ptf câmpul laser sunt afectate în mod explicit de sistemul de șoc.

B. Analiza Geometriei

. Modelele regulate ale matricelor de duze cu pană axisimetrice și hipersonică prezintă o periodicitate a geometriei atât în direcția

laser, cât și în direcția transversală. Direcțiile transversale, y și laterale, z, peste care apare această periodicitate sunt ilustrate în Figura 6 pentru matricea de duze axisimetrice. Pentru dimensiunile duzei de interes, matricea axisimetrică are un număr Fresnel de 440, în timp ce matricea hipersonică cu pană are un număr Fresnel de 31. Aceste numere Fresnel ridicate sugerează că este rezonabil, la o primă aproximare, să neglijezi efectele de difracție și să folosești analize geometrie urme de raze pentru a determina diferența de cale optică asupra matricei de duze.

Modelul de geometrie optică utilizat este aplicabil atât la duzele axisimetrice, cât și la matricele de duze hipersonice cu pană. Mediul activ generat în aval de o rețea de duze este reprezentat de un set de ecrane de fază subțiri, paralele, egal distanțate, care sunt fiecare perpendicular pe axa optică. Există un ecran de fază pentru fiecare coloană de duze din matrice. Aceste ecrane de fază sunt funcții OPD bidimensionale de poziție (de-a lungul și peste flux) care sunt furnizate din analiza câmpului de flux. Funcțiile OPD cu flux încrucișat periodic sunt reprezentate de expansiunea lor din seria Fourier, în timp ce funcțiile OPD care variază mai încet, de-a lungul fluxului, sunt reprezentate prin aproximări polinomiale.

Ecranele de fază dintr-o matrice sunt identice, cu excepția faptului că sunt eșalonate în direcția fluxului Iross. Mănunchiuri de raze (fie paralele, convergente sau divergente) sunt urmărite prin această serie de ecrane de fază, iar OPD-urile de la fiecare intersecție a ecranului de raze sunt însumate de-a lungul fiecărei raze pentru a produce o hartă OPD generală pentru fasciculul de ieșire, așa cum este transmis de către media matrice de duze. La fiecare intersecție a ecranului de raze, raza este refractată proporțional cu gradientul funcției OPD în acel punct. Din cauza acestei refracții a razei, fasciculul de raze de ieșire va avea, în general, raze care sunt grupate în anumite regiuni de intensitate ridicată și răspândite în alte regiuni de intensitate scăzută. Astfel, atât efectele de fază, cât și de intensitate asupra fasciculului sunt prezise de acest model.

c.

Analiza difractivă

Structura geometrică periodică regulată atât a matricei hipersonice, cât și a matricelor axisimetrice poate avea potențialul ca OPD-urile fiecărui rând să se adauge constructiv sau coerent cu fiecare ciclu succesiv, sporind astfel distorsiunea periodică regulată netă. A fost dezvoltat un model de analiză difractivă care permite examinarea influențelor difracției. Spectrul spațial Fourier generat în analiza geometrică a fost utilizat pentru a defini distribuția transversală OPD la o anumită locație din matricea duzelor. O serie în trepte de pași de propagare difractivă sunt luate în direcția laserului prin ecrane de fază succesive reprezentând rânduri individuale de duze axisimetrice sau o duză primară a matricei de pană hipersonică. Efectele difracției sunt apoi stabilite prin compararea OPD calculată din analiza difractivă cu OPD determinată din analiza geometrică.

Analiza difractivă a fost un calcul unidimensional bazat pe variațiile transversale OPD în direcția curgerii, fără a presupune nicio variație în y. Integrala Huygens-Fresnel a fost rezolvată folosind tehnici convenționale de cuadratura humerică, mai degrabă decât metodele cu transformare Fourier, datorită lățimii de bandă mari de frecvență spațială asociată calculului. Deși fiecare suprafață de difractare a avut o întindere spațială transversală mare, limitele de integrare au fost limitate la o zonă care conține trei cicluri de eroare OPD. Această reducere a limitelor de integrare a fost posibilă datorită dispersării cu unghi larg neglijabil de la fiecare ecran OPD. S-a presupus că OPD variabil spațial este concentrat pe planuri discrete de-a lungul direcției laserului. Un ecran de fază a fost plasat la linia centrală a fiecărui plan de duză.

III. Rezultatele modelului de flux

Soluțiile pentru câmpul de curgere oferă detalii despre concentrațiile speciilor, presiunile, temperaturile și variațiile indicelui de refracție în cavitatea laserului. În scopul determinării calității optice a mediului, rezultatul principal este diferența de cale optică în direcția curgerii și în direcția normală la laser și flux. Rezultatele analizei pentru matricea de duze axisimetrice sunt prezentate în Figura 7, în timp ce rezultatele analizei câmpului de curgere cu pană hipersonică sunt prezentate în Figura 8. Plierea prezisă și scăderea ulterioară a OPD pentru matricea de duze axisimetrice rezultă din variațiile indicelui local de refracția și amploarea regiunilor de amestec, Figura 5. În unele cazuri, indicele local de refracție dintr-o regiune poate crește din cauza unei modificări de compoziție, dar gradul în care acesta persistă poate fi în scădere, producând astfel o variație OPD care la un moment dat. locația în aval este în creștere, în timp ce mai în aval va scădea. Rezultatele analizei câmpului de flux pentru configurațiile de pană axisimetrice și hipersonică arată că diferența de cale optică pentru oricare dintre concepte este de aproximativ o zecime de lungime de undă pe metru de lungimi de cale, λ/IO m-1. Înclinarea penei hipersonice în raport cu axa optică cu un unghi de 5-7° pentru a introduce un model în schelet, reduce OPD la λ/20 m-1. Efectul acestor tipuri de aberații asupra calității fasciculului poate fi estimat cu ușurință folosind definiția Strehl pentru intensitatea fasciculului în câmp îndepărtat pe axă în termeni de pătrat mediu al aberațiilor de fază în câmp apropiat. Definiția Strehl este

9

S = 1 - φ ■ (1)

rms

în timp ce o calitate a fasciculului bazată pe raportul dintre intensitățile pe axă este dată de

Φ2

« -Tj. rms ,

unde φ este numărul de radiani de aberație de fază raportat la OPD prin φ = (2tt)(OPD)(L). Lungimea lungimii totale a căii prin mediu este dată de L și OPD este exprimată p în fracții de lungime de undă pe metru de lungime de cale. Pentru o valoare pofOPD = λ/20 și un tw

lungimea traseului metrului, ecuația (2) dă f= 1,20. Pentru cazurile în care este de dorit să se evite

corelate aberații medii ale acestor mărimi, este necesar din punct de vedere geometric

eșalonați modulele laser pentru a reduce amplitudinea variației transversale a OPD. Rezultatele analizelor geometrice și difractive, descrise mai jos, arată că aceste aberații pot fi reduse semnificativ utilizând tehnici de eșalonare a modulelor sau de deformare a fasciculului.

TELEVIZOR. Rezultatele analizei optică geometrică și difractivă

Conceptele de pană axisimetrică și hipersonică au fost analizate utilizând analiza optică geometrică pentru a determina magnitudinea diferențelor de cale optică. Reducerea mărimii acestui OPD corelat ar putea fi realizată prin variarea orientării elementului duză s.

Axisymmetric Nozzle Array - Variațiile OPD prezentate în Figura 7 au fost exprimate în interiorul unei seri Fourier și utilizate pentru a examina efectul modificărilor orientării duzei pentru a reduce OPD produs de un număr mare de elemente. Au fost examinate două scheme: (1) înclinarea matricei de duze astfel încât fiecare rând de duze să fie decalat față de rândul precedent și (2) module de andocare în care duzele au fost aliniate direct sub rândul de duze anterior pe o distanță egală cu înălțimea modulului. ; modulul următor a fost sincronizat cu un unghi finit pentru a obține o anulare a variației OPD. Rezultatele analizei matricei oblice (orientarea B din figura 4) sunt prezentate în tabelul 1. Aberațiile pătrate medii rădăcină sunt enumerate pentru trei unghiuri de deformare diferite, β = 0, 20 și 40 mrad, în diferite locații de la duză. planul de ieșire, x. Este dată și aberația totală pentru toate valorile lui x. Înclinarea fasciculului cu 20 mrad reduce aberația rms totală de la λ/27 la λ/560, în timp ce unghiul de 40 mrad reduce și mai mult aberația la λ/3671 (λ = 2,8 цт). Rezultatele analizei celei de-a doua orientări, andocare, au produs o reducere a aberației la λ/529 pentru un modul de 20 cm lungime și un unghi de andocare care compensează modulul succesiv cu o cincime din distanța dintre elementele duzei.

Hypersonic Wedge Nozzle Array - OPD-urile locale pentru condiția de înclinare a unei pane au fost exprimate în termeni de serie Fourier. A fost examinat efectul andocării unui modul care conține patru primare aliniate (elemente secundare de duză). Rezultatele au arătat că andocarea la modulele adiacente cu 4,2 mrad (4; andocare) a fost suficientă pentru a produce o reducere a aberației medii corelate la λ/267· Tabelul 2 rezumă aceste rezultate.

Analiza difractivă - Efectele difracției au fost examinate prin selectarea unei locații specifice în aval și examinarea fazei și iradierii pe măsură ce câmpul se propagă prin medii. Detalii despre aceste rezultate sunt date în Referința 4. Rezultatele analizei OPD difractive indică faptul că, pentru cazurile studiate, modelul geometric al urmei de raze este conservator, adică suprapredice aberațiile reziduale datorate andocării și deformarii. Comparațiile treptate între codurile geometrice și cele difractive arată o concordanță bună, așa cum ar fi de așteptat pe distanțe comparabile „cu câteva distanțe între rândurile de duze. Pe măsură ce distanța de propagare crește, detaliile spațiale ale diferențelor căii optice, așa cum sunt indicate de cele două coduri, încep să Codul difractiv tinde să atenueze oscilațiile mari de 1 ecvență mai repede decât codul geometriei.

V. Concluzii

A fost dezvoltat un model teoretic care a permis calcularea aberațiilor de fază induse de mediu corelate ale laserelor chimice CW HF. Comparațiile dintre analizele geometrice și difractive au arătat că tratamentul geometric ar plasa o limită superioară a OPD-urilor de așteptat de la mai multe matrice de duze. Rezultatele arată că este necesară orientarea corectă a rețelelor de pană hipersonice succesive pentru a obține o reducere a OPD-urilor de la λ/59 la mai puțin de λ/295 pe metru de lungime a căii (λ = 2,8 pm). În mod similar, înclinarea rândurilor de duze axisimetrice adiacente a fost, de asemenea, necesară pentru a preveni orice degradare semnificativă a calității fasciculului. Un unghi de înclinare dorit pentru matricea axisimetrică a fost de 20 mrad. S-a constatat, de asemenea, că andocarea unui modul matrice axisimetric constând din până la șaizeci de rânduri de duze aliniate ar preveni, de asemenea, degradarea semnificativă a calității fasciculului.

Confirmare

Acest lucru a fost realizat de Bell Aerospace Textron Independent Research and Development Program.

Referințe

1. WA Chambers, FB Bossler și WF Brandkamp, „Optical Systems for Lasers”, brevetul US N0. 4.050.036, 20 septembrie 1977·

2. PB Mumola, HJ Robertson, GN Steinber, JL Kruezer și AW McCullough, „Unstable Resonators for Annular Gain Volume Lasers”, Applied Optics, voi. 17, N0. 6, martie 1978, P- 936.

3. SW Zelazny, RJ Driscoll, JW Raymonda, JA Blauer și WC Solomon, „Vodeling DF/HF CW Lasers: An Examination of Key Assumptions”, AIAA Journal, Vol. 16, N0. 4, aprilie 1978, p. 297-304.

4. WA Chambers, V/. F. Van Tassell și SW Zelazny, „Optical Path, Différence Effects on Beam Quality for Axisymmetric and Hypersonic Wedge Nozzle Arrays,” Bell Aerospace Textron Report 9294-945005, august 1979 Bell Aerospace Textron, Buffalo, New York.

TABELUL 1

REZUMAT AL ABERAȚIILOR MEDII CORELATE

PENTRU MATRIZA DE DUZELE AXISIMETRICE

MASA 2

REZUMAT AL ABERAȚIILOR MEDII CORELATE

PENTRU MATRICUL DE DUZE HIPERSONIC WEDGE

UNGHI DE INCLINARE, 6, MRAD = ABERAȚII (RMS PE METRU)
x (cm) 019,6939,69
0,4 λ/27,0λ/642λ/4189
0,8 l/22,1 l/475 l/3111
1,2 l/19,7l/4 04l/2649
1,6 l/26,4 l/514 l/3376
2,0 l/29,8 l/564 l/3704
3,2 l/36,8 l/682 l/4484
4,0 l/37,6 l/691 l/4544
6,0 l/46,3 l/850 l/5585
ALL (RMS) λ/27,64λ/560λ/3671

λ = 2,75x10 4 cm

ABERAȚII (RMS PE METRU)
unghi de ceas1 00,21 (1/4)0,14 (1/6)0,10 (1/8)
x (cm)
0,5 l/49l/267l/497l/1276
1,0 l/103l/467l/1031l/1593
1,5 l/55 l/251 l/415 l/924
TOATE (RMS)2 λ/59λ/295λ/527λ/1173

NOTĂ: „0,21, 0,14 ȘI 0,10 GRADE CORRESPOND LA DECALĂRILE LUNGIMII ARCULUI DE 1,3, 0,87 ȘI 0,65 mm, FRACTIA 1/N INDICĂ CĂ DUPA N MODULE MODULUL N+l ARE ACEEAȘI RESPECT DE ORIENTAȚIE CU MODULISTIC. 1.

20rhs este VALOAREA RMS A VALORILOR X.

Figura 1. Schema elementelor majore ale unui laser cu combustie HF/DF

(b) REZONATOR OPTIC INSTABIL TIPIC

Figura 2. Ansamblu generator de câștig cilindric bazat pe conceptul duzei axisimetrice

CONCEPTUL AXISIMETRIC

Fantă răcită cu apă

Duza care

Nu conține Internai

Ajutor bancar

CONCEPTUL HIPERSONIC WEDGE

Figura 3b. Izometriile celor doi

Configurații duze

Figura 3a. Cinci configurații de duze laser

Nr = 4Λ0 (I = 3,5 nm)

Np = 15 (L = 100 mm = 10 cm = 3,9 IN.)

3,5 mm

Figura 4. Două orientări ale elementelor duzei axisimetrice în raport cu direcția axei optice

(A) MODEL AXISIMETRIC DE DEBUT DUZĂ

Figura 5. Idealizarea câmpului de curgere pentru două geometrii de duză

Figura 6. Distribuția refractivității într-o singură coloană de duze care arată cum creează un OPD (x, y) care este periodic în y

Figura 8. Variația diferenței căii optice de la linia centrală a panei la debitul mediu pentru matricea de duze cu pană hipersonică

Figura 7. Variația diferenței căii optice față de linia centrală a duzei primare

la linia centrală a duzei primare pentru matricea de duze axisimmetrice

Interacțiuni mod-mediu

D. Korff, S. Glickler, M. Tekula, A. Flusberg, A. Ballantyne, C. Duzy
Avco Everett Research Laboratory, Inc.

Everett, Massachusetts 02149

Abstract

O instabilitate în ieșirea unui rezonator instabil de mare putere cw laser CO_2 este analizată în termenii unui efect perturbator al unei unde acustice care este indusă de încălzirea laserului. Acesta poate fi

fie un proces cu trei unde, în care modul dominant al laserului se cuplează cu un alt mod laser separat de acesta printr-o frecvență acustică, fie un proces cu două unde în care unda acustică modulează pierderea de cavitate. Ambele procese depind de perturbarea indicelui de refracție de către unda acustică. În procesul cu trei unde, cele două unde electromagnetice de-excita gazul laser, iar depunerea căldurii rezultată duce la excitarea undei acustice. Fazarea celor trei unde este astfel încât interacțiunea este instabilă. Aceasta conduce la o îmbunătățire a coeficientului de cuplare de ieșire și, în stadiul neliniar, o oprire completă a laserului. În procesul cu două unde, unda acustică este condusă de încălzirea neuniformă cauzată de neuniformitatea modului propriu optic și modificările fluxului cavității. Analiza noastră a fost extinsă la un model simplu unidimensional al unui laser supersonic, care a fost stabilit a fi stabil. O problemă conexă a sensibilității de aliniere a laserului CO_2 cw a fost explicată în termeni de gradient de temperatură de-a lungul direcției fluxului de gaz, care este transversal pe axa laserului. Diferența de lungime a căii, între oglinzi, prin pană de densitate poate duce la o aliniere instabilă.

Introducere

Se știe de ceva timp^ că laserele cu descărcare electrică (EDL) cu CO_2 de mare putere prezintă instabilități de ieșire. Acest lucru este evidențiat printr-o oscilație spontană a fluxului de ieșire care de obicei are ca rezultat o modulare completă.

Un exemplu de astfel de comportament pentru un CO_2 cw EDL tipic este prezentat în Figura 1. În stânga punctului "a" ieșirea este stabilă, în timp ce în dreapta punctului "b" instabilitatea sa acumulat deja. Între „a” și „b” ieșirea poate fi considerată liniar instabilă și de natură periodică. Acest lucru sugerează posibilul succes al unui model liniarizat, instabilitatea (liniară) evidențiându-se printr-o rădăcină în creștere exponențială a ecuației caracteristice a sistemului.

(a) (b)

1 msec/cm 100 psec/cm10 ysec/cm

Figura 1. Dovezi de instabilitate liniară. Urma superioară din prima figură este fluxul, iar urma inferioară este curentul susținător. Primele trei msec arată o ieșire după care fluxul începe să oscileze. În acest moment există un nivel zero plutitor din cauza sensibilității detectorului. Celelalte cifre sunt scale de timp extinse la ruperea incipientă a fluxului.

Coroborarea unui astfel de model poate fi obținută prin revizuirea interferogramelor laserului luate cu extracția fluxului (Figura 2) . De asemenea, este prezentat fluxul de ieșire laser în funcție de timp, cu punctele corespunzătoare celor trei interferograme, așa cum este indicat. Observăm prezența undelor staționare cu densitate mică (sau acustică) între anod și catod, unde instabilitatea fluxului de ieșire este deja evidentă. Este ca și cum laserul ar fi fost comutat acustic Q.

interferograme ale cavității cw EDL cu extracție cu flux; 20.000 fps

URME DE FLUX DE IEȘIRE PENTRU INTERFEROGRAME DE FILM

Ț CURENT

2 MS / di V —----■»

FLUX

Figura 2. Interferogramele Mach Zender ale fluxului. Urma fluxului de ieșire este afișată ca curba inferioară în dreapta sus, cu pozitiv în jos. Fluxul este stabil până la aproximativ 2 msec după care are loc comutarea Q. Cele trei interferograme sunt înainte, la și după pornirea oscilatorilor la scară maximă. Fiecare preture arată două expuneri separate de 25 psec. Undele la scară mare evidente la 4,8 msec sunt o urmare a oscilațiilor și nu cauza, deoarece nu apar mai devreme. La 2 ms se observă prezența unei unde transversale staționare de câteva franjuri și aproximativ 3 sau 4 cicluri. Această undă este cea care produce oscilațiile fluxului.

Alte dovezi ale unei conexiuni acustice pot fi găsite în perioada oscilațiilor de ieșire. Oscilațiile tipice ale unui sistem câștig-flux, cum ar fi cele găsite în relaxarea unui vârf cu comutație a câștigului, sunt de ordinul câtorva microsecunde. După cum se poate observa din figurile 1 și 2, perioada oscilațiilor este de ordinul a 50 psec. Pentru o separare tipică anod-catod de aproximativ 5 cm, cu un număr de mod acustic ~ 5 (Cf. Figura 2), timpul acustic este de obicei

t ~

(5 cm/5)

3 x 104 cm/sec

35 ps

Modelul

Un model schematic al direcțiilor axei optice

CO_2 cw EDL este prezentat în Figura 3. Debitul, anod-catod și sunt de-a lungul axelor x, y, z, așa cum se arată în Figura 3.

Anodul este dedesubt și catodul deasupra, planul hârtiei. În plus, luăm planul z = 0 ca fiind situat la jumătatea distanței dintre oglinzi. Presupunând că schimbarea mediului este neglijabilă într-un timp foton dus-întors (2 L/c) putem scrie următoarea ecuație integrală pentru amplitudinea complexă

u(x, y, z = 0, la + —) = /Kop(x, x·; y, y', z = 0, s, to)u(x', y', z = 0, t^ dx'dy' (1)

Figura 3. O descriere schematică a CO_2 cw EDL

În Ec. (1) u reprezintă amplitudinea fluxului de mers din stânga sau din dreapta; operatorul de propagare KOp este o funcţie de starea mediului; iar s desemnează calea parcursă de o rază de la (x', y', z' = 0) la (x, y, z = 0).

În prezența unor mici perturbații, facem descompunerea

K = K , . + K . (t)   (2)

op op (o) op (1)   v '

pentru propagator și

u = exp {i(kQz - æQt)}[uo(x, y, z) + u^Jx, y, z, t)]   (3)

pentru amplitudinea complexă, unde ko, ωo sunt numărul de undă și frecvența unghiulară a luminii. Atât uo, cât și u, se presupune că variază lent pe o distanță comparabilă cu o lungime de undă. Prin definiția uo, Kop (o) și a ceea ce constituie un mod laser avem

uQ(.x, y, z = 0, la + = /Kop (θ) t*, x' / y/ y' ; z = 0)uo(x' , y' , z' = 0)dx'dy „(4)

Păstrarea termenilor de ordinul întâi în Ec. (1) și folosind ecuațiile. (2) - (4) avem

[“o(la + V1 + U1 (la + ex₽ {· iшoΦ} "JKop (o> uo dx'd*')

+ J Kop (1) uo dx'dy' + iKop (o) U1 dx'dy'   (5)

Dacă 2Lœo/c = ηττ unde n este un număr întreg (adică avem un mod longitudinal), atunci

'■ υχ(χ, y, z = 0, to + ^) = (to)uodx'dy' + J"KQ UjJt^dx'dy* (6)

Extinderea părții din stânga a ecuației. (6) într-o serie Taylor, obținem

UjJx, y, z = 0, t) + ~   uo dx'dy* + /KQ dx'dy'(7)

δ(χ-χ')

x1; y,

δ (yy')] Ug (x',

y1) tu dx'dy'

o

(8)

În termeni fizici, al doilea termen din partea dreaptă a ecuației. (7) reprezintă împrăștierea „în” sus, în timp ce primul termen este scurgerea „din” sus. Dacă Up este un mod aproximativ aproximativ al rezonatorului încărcat cu o valoare proprie apropiată de unitate, primul termen din partea dreaptă va fi de ordinul doi și poate fi abandonat. Avem atunci

și,

—¡•y = 4 /Kl(x' x'' У' u') uo dx'dy'   (9)

În majoritatea aplicațiilor, perturbația de flux este cea care prezintă interes experimental și pentru a obține ecuația fluxului partea reală a ambelor părți.

care cuplează perturbațiile de câștig și densitate în mediu, corespunzătoare ecuației. (9) înmulțim ambele părți cu uo* și luăm Obținem

À (uo*ul + uoul*) = 4 Uo* J K1 % dx'dY' + ClC·

Am notat asta

Φ = Φo + Φp = luo + sus|2 = %2 + (uo*up + Vi*1 + 0 <lupl2)

astfel încât

φ, = u *u, + u U, *

Ψ1 ol ol

Presupunem acum că modul cel mai mic uo este independent de x, y, astfel încât u^ mav să fie luat în afara integrării de pe mâna ricihtă.

(10)

(11)

(12)

(adică, uniformă spațial), ide de Eq. (10). Acest lucru va fi cel mai valabil pentru numere Fresnel echivalente mici, dar este o primă aproximare rezonabilă

în orice caz.

It = TF = è ΦO [У*K1 dx'dy' + cc·]   (13)

După cum am observat, Kg va fi direct legat de perturbațiile mediului. Acum ne întoarcem la exprimarea Kg în termeni de densitate și perturbări de câștig.

Presupunând că mediul reacţionează lent într-un timp de 2L/c, propagatorul KOp poate fi scris sub forma

K (x, y; x1, y'; z = 0, S, t) =

(14)

z '

0, t)dx'dy1 ' o J

Unde calea este calea geometrică segmentată de la (x1, y') la (x, y) și n este indicele de refracție complex. O ilustrare pentru punctele tipice este prezentată mai jos în Figura 4.

Pentru mediul neperturbat, avem, pur și simplu

v - i í · 2ir

Kop (o) ~ 2ÀL exp) 1 T

r(x,y)

•'(X y ')

(15)

Figura

4.

Heпce

Kop

Ilustrarea propagatorului prin care mediul de la (x', y') pe trecerea a N-a influențează amplitudinea luminii la (x, y) pe prima trecere (N + l)

1

(1) Kop " Kop (o)

K

OP

Pentru valori suficient de mici putem extinde exponențialul

de in

(16)

(17)

decât o deplasare marginală pe o interferogramă) pentru a obţine

κop (1)

. 2r

1 —

(x,y)

nl

ds

K op

(18)

Înlocuind

Ec. (18) în Ec. (13) acolo

rezultate pentru fluxul de rulare din stânga sau din dreapta

9<t> j

cϕc

11

Kop

stânga

Dacă fluxul total.

Kop

(definiție

(x,y)

Kop (o)

ηχ ds > dx'dy'

(X/y) J

n^* ds) dx'dy'

și fluxul drept sunt egale, Ec. (19) poate fi considerată drept ecuația pentru partea dreaptă a ecuației. (19) poate fi transformat prin scriere

r(x,y)

n1(s, t) ds

X ' ; y, y ')

K2(x, y; x', y') n^ (x', y', t) dx'dy'

(19)

(20)

din K2)

Dacă se presupune că ni este indeoendent pentru z, atunci K2 va fi o proprietate a laserului neperturbat (adică, independent de njJ . După cum vom vedea mai jos, există motive excelente pentru a face această presupunere. În cele din urmă, scrierea

4

(21)

acolo rezultate

Эϕ, cϕ ~ __1 _ ψo 2π

?t ” 2L λ

(k2

K9*) ηη dx'dy'

¿ IR

(K2 + K2*)

n. dx'dy'

(22)

Noi definim acum

í2πβ

aR(x, x'; y, y') ξ -λρ- -g (23)

A

a-j. (x, x'; y, y ') Ξ K2 + K2* (24)

unde 8g este constanta Gladstone-Dale pentru mediu și pa este densitatea amestecului de gaze la o presiune atmosferică. Menționând că, prin definiție

3gpl

nl = -7—   -(25)

R a

și

2 ΊT z л г \

- — nlT = gl   (26)

avem, in sfarsit

Эϕ.   cϕ г Γ

~t (x, y, t) = ~2Ï~ /“R(X/ x'?   y') Pi (x'f y'» t) dx'dy'

+ JaT(x, x'; y, y') gx (x', y', t) dx'dy'J   (27)

Pentru a aprecia conținutul fizic al Eq. (27), transformăm, spațial, după cum urmează:

(a) În direcția y (anod-catod) luăm o transformată cosinus Fourier finită.

(b) În direcția x efectuăm o transformată Fourier exponențială. Deoarece fluxul în starea staționară, ϕo, este diferit de zero numai pe o regiune finită, obținem convoluții. Pentru a ameliora această problemă netezim în spațiul kx pe o regiune 2/b, unde b este lungimea canalului de curgere. Adică definim

Φ1K

1

2/b

rK +l/b

eu x

Φ1(Kχ)άχ

K -1/b

(28)

Am putea

acum turnat

Ec. (27) sub forma

d(hm,k _ cϕo

dt 2L

m',K'

(aRmm',KK' Plm'K'

Imm'KK' glm'K

(29)

Acum postulăm că un mod acustic va fi favorizat mai presus de toate celelalte și că acest mod nu are nicio variație pe o scară mai mică decât b (în direcția fluxului) și are m = £, să zicem, în direcția y. Motivul acestei presupuneri, precum și o prescripție pentru estimarea £, vor fi prezentate mai jos.

Ecuația (29) devine acum perechea de ecuații.

deb τ

dt

cϕc

~2L

aR g P

oλ,oo <

+ 2eM 51

0,0

(30)

(unde £

este

mediu

grosime)

d<t

£,o

dt

cϕ

ψ o

2L

P1

£,o

A

U,oo Po

2£m gl

(31)

£, o_

Ln Fgs. (30) și (31) noi

„imm1;oo _ „mm1

întrucât efectul principal al lui Je notează în continuare că Eq. este așa

aR P1 = "%

oí ,oo ■*■£ ,o C1

am presupus în mod tacit

(32)

o variație a câștigului este de a schimba fluxul în aceeași manieră spațială. (30) este o ecuație pentru rata de modificare a fluxului de ieșire și

(33)

:an b<= considerată a fi o modulare variabilă în timp a cuplajului cavității. Ecuația (28) , pe de altă parte, descrie variația „a”-a componentă Fourier a distribuției fluxului. Următoarea interpretare fizică poate fi dată Eq. (28). Când laserul este pornit, va exista un zgomot acustic (fluctuații de densitate) între anod și catod / care poate fi extins într-o serie Fourier. Fiecare mod acustic constituie o rețea de difracție de fază pentru fluxul incident φ .

Câștigul acustic și modurile optice vor avea o variație transversală cu perioada a/n, „a” este separarea anod-catod, iar n este dat de

n = a /ÀL (34)

O undă plană împrăștiată de o undă acustică va produce, după o călătorie, o oscilație a fluxului cu aceeași lungime de undă transversală ca și unda acustică inițială.

Variația perturbației acustice în direcția de propagare optică poate fi observată.

Mai mult, observăm că dacă luăm uo ca constantă pentru modul cel mai scăzut, atunci componentele Fourier mai mari Up¿ (recali φρ£ = uQ* up£ + uQ up^*) sunt ortogonale cu uo și este rezonabil să presupunem că modurile de ordin superior sunt reprezentabile prin sinusuri și cosinusuri :o în aceeași măsură în care modul de ordinul cel mai jos este reprezentabil printr-o constantă. Această imagine simplă, de altfel, ne permite să facem o estimare realistă a coeficientului de influență lR££ oo (denumit în continuare a) în Ec. (31) .

Din punct de vedere tehnic, mărimea a intră în ecuațiile modelului ca coeficient de influență dintr-o variație a densității sinusoidale la o trecere la o variație a fluxului sinusoidal la următoarea transmisie a radiației laser.

Radiația difractează prin unda acustică staționară, care acționează ca o rețea de fază și completează o călătorie dus-întors, întărind unda de densitate. Astfel, întărirea apare prin aducerea radiației perturbate în aceeași formă fizică (aceeași componentă spațială Fourier) în unda de densitate. Armarea se realizează prin încălzire.

Perturbația în amplitudinea luminii împrăștiate (datorită difracției) este

U1 - (eió - 1) uo ~ i uo6 (35) aici Uq este amplitudinea incidentă și δ este modificarea (variabilă din punct de vedere sinusoid, spațial) a căii optice. Modificarea fluxului, φ, este dată de

Δφρ ~ uo*U1 + uqU1* ~ Iuo|2Ô = φθδ (36)

enee, într-o singură trecere

Δφ,   2πβ

_1 ~ δ ~ __2   í(37)

Φo   λm

Unde ?m este lungimea optică prin mediu, 3g este constanta Gladstone-Dale și pLI este densitatea mediului la o atmosferă

Ecuația în care intră a este de forma

- C /9 0 x flÂl A 9t 2L (2£mgl£ α Po) Φo

Din această ecuație, modificarea într-o trecere datorată unei perturbări de densitate este dată de

^ϕ1£

Δφ1£ 2L^C 3t Pl£ φ ~ φ   ~ “ p

ΨO   ΨOO

Prin compararea ecuațiilor. (37) și (39) obținem

2πβ p^ £

~ q o m a----------f—·-----

λ P a

(38)

(40)

Trecem acum la model.

Câștigul

luarea în considerare a ecuațiilor de câștig și încălzire necesare pentru a finaliza ecuația pentru

Mediul CO_2 care curge este (φΞ = flux de saturație)

A

τφ

s

(41)

dezactivarea efectivă

Unde „τ include efectele azotului

timpul de la nivelul de laser superior al moleculei de CO_2, în amestecul de gaze, iar P este pomparea.

Încă o dată, luăm în considerare forma perturbată a Eq. (41) (v este viteza medie a curgerii)

Эд1 + V!Z1 __ Il. iiiîo.. Ml   (42)

la Эx τ τφΞ τφ3

Efectul termenului de curgere este de a amortiza creșterea oricăror perturbații cu un timp de amortizare de ordinul timpului de convecție prin cavitate. Aceasta este de ordinul b/v unde b este dimensiunea fasciculului pe direcția curgerii. Henee, Eq. (42) devine

9gl. . rgivgigO(r_1) Φ1   (43)
la   τb   τφ o
Unde r   Φ = 1 + ψ s
£ a   Eq.(43) va avea forma
9gl£ + 5'   rgl£go(r 1)φ1£(44)
la   TτΦ.

Pentru a completa setul cuplat de ecuații folosim faptul că perturbațiile în câștig și flux echivalează cu o perturbare a profilului de încălzire în mediu. Aceasta, la rândul său, va afecta perturbațiile de densitate, completând bucla.

Ecuațiile acustice pentru un mediu curgător și pentru un flux nonizoentropic pot fi obținute din ecuațiile momentului, continuității și din prima lege a termodinamicii. Ecuația de încălzire este de forma

(y-l) V2P1

(45)

> Aici Pp este perturbația în puterea pe unitate de volum dată de

V1

P1 - V (V1 + Mo* + V Ms

(46)

Unde

V Ξ V3 - vr

(47)

și \>э, \)^ reprezintă frecvențele superioare și inferioare ale tranziției laser. Combinarea ecuațiilor. (45) - (47) cu prescripția

(unde b este dimensiunea fasciculului pe direcția curgerii) obținem

2 × υ1   V3

(vi) V   (дoϕ1 + д1Φo) + — g^

(49)

Pentru componenta £ pe care o avem

(50)

TJ aici „a” este distanța anod-catod. Henee,

)'/ \ 2, к 2 Ί

. y V   2 Λπ\ n

M b) ~ us yf Pl£

= (Ύ-1)

3

+ MU + V gMs

(51)

Ecuațiile (31), (44) și (51) constituie unul dintre modurile sistemului pe care îl folosim transformările Laplace

set de ecuații cuplate. Pentru a găsi normala variabilelor noastre Pp^/ g^ și

Ws)

oo

-Sf

(t) e

dt

(52)

etc. Acest lucru ne permite să facem înlocuirea

Φ1(ѣ) S TjS) , etc.

Sub formă de matrice, ecuațiile noastre cuplate devin

A

eu mm \

M/du-te

\ pl?po/

(53)

(54)

0

/Aici

Ecuația (54) conține atât modurile normale, cât și criteriile de instabilitate pentru sistem. Modurile normale pot fi găsite din ecuația seculară

| A (S) | =0   (56

Ecuația (56)

poate fi rescris sub formă

(57

funcțiile parametrilor sistemului. Rădăcinile ecuațiilor. (56)· și (57)

O instabilitate se obține dacă una dintre rădăcini are o parte reală mai mare zero poate fi formulată ca

Чe acum oroceed la o determinare o

unde γη sunt moduri normale.

Condiția ca nicio rădăcină să nu aibă o parte reală mai mare decât pe coeficienții γη (condițiile Routh-Hurwitz). limita de stabilitate (Ec. (56)).

sunt decat zero o condiție

Limită de stabilitate

Ecuațiile (55) - (57) rezultă

următoarele valori pentru

Ύo = Sv(SA2 + SRA2) <SB2 + SRB2) - 1   - D (v)2

\ / o

2   222Γ 2222 1

Vi = (SA + SRA * <SB + SRB) + 2Sv[SA<SB + SRB > + SB <SA + SRA >]

. ca ,   -, t /£ir\2 V1 ^o^o

+ 2L <V - Π T — T”

*2 " SV(SA2 + SB2 - SRA2 + SRB2' + 2[SA(SB2 + SRB2' +   +

γ3 - 2Sv (SA ♦ SB) + S*2 + SB2 + Sra2 + SRB2

(58

(59

(60

(61

V4 = Sv + 2(SA + SB)

γ5 = 1   (63

În Ec. (58) - (63), Sv reprezintă amortizarea acustică și este dat de

Sv = b   (64

unde b este lungimea fasciculului în direcția canalului de curgere, SA, S-^ reorientează componenta de amortizare și frecvența rădăcinii acustice (neperturbate) și sunt" date de

SA = b

(65)

S

RA

CS

(66)

SB' SrB reprezintă componenta de amortizare și frecvența modulului câștig-flux (oscilație de relaxare) (neperturbate) și sunt date de

SB - г/2т

(Γ Ξ 1 + φo/φ5)

SRB

[-(rl)cg 11/2

o

T

(67)

(68)

Condițiile Routh-Hurwitz necesită ca pentru stabilitate să se obțină următoarele condiții:

(69)

n

(η = 1...5)

(70)

(71)

/   '2'5

γo(γ3 - „7Γ

1

4 11

(72)

0'5

2

4'.3

2'5

pentru a face algebra tratabilă luăm terasă de conducere în ecuațiile. (58) - (63).· În determinarea

La

terras conducătoare, observăm că pentru sistemele tipice

Apoi luăm

» S.

„<2

■<5

2 RA

(73)

SRA2

2 RB

Pcx

RA

2 RB

2S

2 S 2 bRB

V1

Pcx -

3RB2

« SRB2

3S.

2SB

(74)

(75)

(76)

(77)

(78)

(79)

S 2

5 RB

2 S 2 'bB

0

S

~ 3S.

1

2 s

Unde

Acum

ca

2L

Ec.

(Y -

(72)

¿π

A

2 гл

este echivalent cu

conditia

(80)

P

P

2 2223

γ0γ2γ3γ4 + 2 Ï0́ΥΊΥ4 - γ0́Υ3 ́Υ4 + γ1γ2γ4(γ3γ4 ' γ2> " ́Υ1 Υ4 > °

(81)

Inserarea ecuațiilor. (74) - (79) în Ec. după o algebră plictisitoare,

(81) și folosind condițiile Ec.

(73) obținem,

(2 fi 2Pa S S__V-)

(3SV + 2SB) j 4Sv SB Sra2 Srb6 + -------5-^- d + 3 SVT) j > 0

(82)

Sau, dacă a < 0,

2(S τ) S

Piai < ----ï-----;

2 2

RA SRB

1 + 3(St) -7

(83)

Ecuațiile. (69) - (71) sunt satisfăcute în mod trivial, cu excepția unui > 0, aceasta impune condiția ca

pentru condiția ca γθ > 0.

2 2

Pα < (SvT) Sra Srb

(84)

Combinarea ecuațiilor. (83) și (84) , avem

2 222

-2 V SRA SRB , , V SRA SRB

P   V. α 'P

1 + 3S τ –

VV

(85)

ca criteriu al nostru de stabilitate.

Folosindu-le alternativ

definițiile cuprinse în Ecs.

(64)

(68) și Ec. (80), avem,

Unde

ΦA 2L ΦБ ' b

CS 1

2πβ ρ

--г-2 – £ (γ_ί́)< λ pa m

IN ABSENTA

ΦБ

2L b

y

Cc

(86)

Φ- = p ΨA Ho

Cs3

(87)

Discuţie

Ecuația (86)

poate fi pus într-o formă mai utilă.

Am notat asta

(88)

.   _ a /P°\

ΦЭ ΦБА ^pA^

b

-г = τA fA

po

(89)

•л ' Г   <'»>

A

unde τA, ϕдд, Φда reprezintă valorile lui τ, φς, φA la o presiune de o atmosferă. Pentru o valoare aR < 0 (pentru care se obține partea stângă a inegalității ecuației (86)) valoarea limită a lui Po/PA’ pe care o notăm cu (po/pA)Cr este dată de

r   2

_ 2   11° + 1 Гo\ , 8 φΛA i _y_ λ Ί1/2

\PA/Sau 2 V ь 2 L' V ь /   CS

Să luăm în considerare un sistem tipic cu următorii parametri

PA   = 0,6 kgm

v/Cg = 0,5

L/£   =2

m

ΦзA   =1-6x108 W/m2

= 10 5 m

(92)

(y-l)   = 0,5

= 1,7 x 10-4

Cg   =360m/sec

b   =7 cm

τ   =10sec

o

În aceste condiții, densitatea (presiunea) maximă admisă este dată de Ec. (91) ca (po/pд)Cr = °·38·

Este interesant de observat că Ec. (86) nu conține fluxul în mod explicit și, prin urmare, este independent de nivelul de pompare. Trebuie totuși să fim atenți să observăm că Ec. (86) este valabilă numai dacă Ec. (73) deține. Aceasta implică o condiție privind fluxul care depășește o cantitate minimă. De asemenea, Eq. (83) presupune înlocuirea ecuațiilor. (74) - (79) pentru Ec. (58) - (63). Dacă acestea din urmă sunt utilizate, ϕo va intra în mod explicit în condiția de stabilitate.

Instabilitatea liniară, dacă există, va implica, după cum am văzut, o undă acustică în creștere exponențială. Această undă trebuie să aibă doar o amplitudine mică pentru a se adapta la modularea fluxului mare. Putem vedea acest lucru calitativ din Ec. (38). Rădăcinile instabile vor avea tendința de a fi aproape de rădăcinile acustice (neperturbate), deoarece au un timp de amortizare mic în comparație cu rădăcinile de amplificare-flux (adică, Sv << SB). Henee,

Эϕ12

la

SRA

CS

φ1í

(93)

<*1J

A

și

k ~a._12SL a+ a.——

φ 2L £πCcΓ mgl£Prt

O o\O

(94)

3 4

iar amplificarea poate fi destul de semnificativă (în practică -10 - 10).

Ecuația (86) sugerează dificultăți în încercarea de a rula un CO2 EDL de mare putere într-un mod cw. O soluție sugerată de această analiză

este de a modifica în continuare modul acustic prin intermediul unui absorbant acustic: de exemplu, un amortizor acustic pe catod.

o 3

Acest lucru a fost încercat și sa dovedit a avea succes. Într-o lucrare ulterioară vom investiga efectele unui absorbant acustic, precum și o kÎnetică mai realistă și vom compara rezultatele noastre cu experimentele întreprinse la AERL.

Sensibilitatea la aliniere

În secțiunea anterioară am ignorat variațiile câștigului în direcția fluxului. Astfel de variații pot duce la sensibilități extreme de aliniere, așa cum vom arăta acum.

Sunt două efecte implicate. Prima este variația răcirii ieșirii cu poziția axei optice pe oglinda de feedback. Acesta este practic un efect de difracție4 și este ilustrat în Figura 5.

În figură

Neq

este sistemul ecruivalent Fresnel

număr,

definit de

_ a2 M - 1

Neq 2ÀL M

(95)

A

2< Neq

Figura 5. Variația gc cu Neg. Variația lui 2eNeq de la creastă la creastă (A la A') este de ordinul unității. La A sau A', gc este relativ insensibil la schimbarea axei optice. La punctul B este sensibil.

unde a este diametrul oglinzii colimatoare, M este mărirea sistemului, iar celelalte simboluri au fost explicate mai sus. ε este definită ca poziția normalizată (unidimensională) a axei optice pe oglinda de feedback (ε = + 1, 0,-1 corespund cu partea de sus, mijloc și, respectiv, de jos a oglinzii).

Al doilea efect este variația câștigului sistemului cu poziția axei optice. Acest efect apare din cauza variației câștigului cu temperatura pentru o anumită valoare a lui J, momentul unghiular inițial al

moleculei radiante. Această variație apare prin funcția de partiție. De fapt,

câștig ~ 2J + 1 + D/T(96)

unde B este constanta vibrațională pentru tranziție și T este temperatura.

Ecuația noastră de flux (pentru variația fluxului total, nu o componentă Fourier) este (x este direcția fluxului și x = 0 este axa optică)

ЭΦ,   gb

Tt- = cϕo (91 - -f- ιψ(97)

unde yj, proporțional cu unghiul de înclinare, este definit de

Ξ constantă de cuplare adimensională

Vom deriva mai jos.

Ecuația câștigului de-a lungul axei optice (sau câștigul mediu al sistemului pe fascicul, care poate fi arătat la echivalent) satisface ecuația

= . я _

la τ

(доϕ1 + Mo1

τφ

Эд ^1

dt

(99)

În Ec. ţie cu

(99)

ultimul termen

în partea dreaptă reprezintă efectul poziției axei optice. Noi

rescrie Ec. (99) sub forma

câștig varia-

. Я . <доϕ1 Ψ д1ϕ°>

Э t τ τ φ

Ύ s

aobg

2 ^o

~t"

(100)

unde r¿ este o constantă adimensională

a carui valoare va fi gasita mai jos.

Ecuația de încălzire ia forma

3t <3t2 - Cs2 3x2' «=1

2

(γ - 1) af(x) (доΦx + 9ιΦo)

(101)

Unde fx) denotă variația în au aceeași dependență spațială).

câștig de-a lungul fluxului Ecuația pentru pq

direcția (go și gq sunt presupuse la (Ξ pjJ (0))) apoi devine

2

9t<3t

C 2

s

A?

0

(Y -

0 <%*1

(102)

unde

prim

denotă derivate

cu

fata de x.

De acum înainte, luăm

2

x 1 1

0j~ ,2 Ц1

b

(103)

analiză. Dacă o stare în picioare

val există în

pentru a simplifica

țeavă de orgă) apoi Ec. (103) urmează în mod firesc. apropiere. În mod similar luăm

deschis r' rezonabil

canalul de curgere (analog cu un In

orice eveniment, servește ca a

(Y - D

av3 f (x) I

a3

oΞ 4 (γ -χ)

b

(104)

unde «3 este derivat mai jos.

Cele trei ecuații cuplate ale noastre pentru acest caz sunt date de

A

0

(105)

Unde

A

µ1

(e)

1 + -,— și Φ s

este

fluxul de gaz

viteză)

s

- cϕo

c9 <t>

a^b

4

%

TΦБ

bg,

p

a2s

(106)

3^o

(ï - D

b

„з

(γ - D

b

Б>2

cs2

O cerință a criteriului de stabilitate Routh-Hurwitz

folosirea termenilor de ordine conduce la stabilitate

ΦA

(γ - D Z ψT

2 .   1

c s3o

(107)

Unde

3   t)

φ, = p C și τ = — Aos cv

(108)

Vie va obține acum expresii pentru și (care, după cum vom vedea, este ~ 012) ·

Pentru a determina ap trebuie să relaționăm modificările în ε cu modificările în p'(x = 0).

Avem

2r a

λ ^înclinare

ii β 1

λ pg p Эx M

A.

(109)

unde £M este refracția.

grosimea mediului optic și Φ-înclinarea este. Axa optică se va înclina apoi cu

înclinarea

a unei raze din cauza

Λ !   2M

Δψ = м^

T θ

(110)

În plus,

dl

-γ Δε = β^Δψ

(111)

unde dp, Rp

Henee,

sunt diametrul și raza

de curbură a

părere

oglinda, respectiv.

Δε

2R1

dl

_2M_ . β .

M - 1 pg м

Δρ'(0)

pa

(112)

Acum, să notăm schimbarea în gc când

ε se modifică cu (1/Nθ^

ca ngo.

Apoi,

Ag = Δε

(de exemplu

Neq

Δε

(de exemplu

N

echivalentul

2R1

dl

• £

ᴍ

2M

M -

β

1

pa

• Δρ' (0)

al%b

Δρ'(0)

Prin urmare,

α, = η N

±   eu

echivalentul

4M R1

M - 1 b

?M dl

*g

P

pa

(114)

Pentru un tipic

caz

asa de

n ~ 0,1, N

echivalentul

10, M

2

^1

b

20

0,1

200

P

pa

0,1,

-4

Sg = 2 X 10 ' ¿7

lm

2 cm

50

acea

„1

A

mult mai putin decat

(Cel

Menționăm, în plus, că op va fi

aliniat la, de exemplu, punctele A sau A' din figura 5. pentru punctul B din figura respectivă.)

calculul său calculat în

valoarea dacă Sistemul

Ec. (113) și (114)

Putem desemna schematic variația din Figura 6 a sistemului.

câștig cu axa optică după diagramă

148 / SPIE Vol. 293 de distorsiuni ale frontului de undă în optica de putere (1981)

POZIȚIA AXEI OPTICE DE-A lungul fluxului

Figura 6. Prezentarea schematică a variației câștigului sistemului cu poziția axei optice

O analiză identică cu cea de mai sus duce la

a2 = Π

... R, £„ pn T -A -M ρ — eq M - 1 bd, gp

JL   cl

(115)

Acum, a2

rezultă din

variația de temperatură a câștigului așa cum este dată în Ec. (96) .

Luând

J = 18

T. , . = 173°K, intrare

T .   .= 380°

opta. axă

obţinem « 0,5 pentru un caz tipic.

Deoarece «2' a3 sunt ambele constante adimensionale datorită aceluiași efect, le considerăm egale. Obținem apoi următoarea limită de stabilitate.

π Π' (Neq)2

4mVm

(M - Dbdj

Ч2

fo\2 , 2»OCS3

pa

Φ *s

1

C gs^o

(116)

Pentru un examen numeric

lua

c

M = 2R^ = 20 mb= 10 cm
n = 0,1n' = 0,05£M= 1 m
-4
po^pa = 0,1= 2 cm%= 2 x 10
% = 0,5 m-1Cs = 300 m/secTc= 10-3 sec
•Э P c /Φ Ho so = 20N = 1 echiv

Într-un astfel de caz, avem

ЯЯ > Я (instabil)

25 3

O instabilitate în acest sistem ar rezulta în rătăciri mari sau la unghiul de îndreptare și, eventual, la sărituri de linie dacă axa optică s-ar deplasa suficient de departe, astfel încât câștigul să fie mai mare pentru un număr J diferit.

Chiar și în absența unei instabilități, desigur, matricea A determină răspunsul sistemului la perturbații externe. În special, dacă avem vibrații în oglindă (perturbație gc), cuplarea asigură că vom obține un răspuns la frecvențele acustice. Un astfel de răspuns nu s-ar obține în tratamentele standard.

În cele din urmă, subliniem că dacă sistemul este aliniat într-un punct stabil (A sau A' în Figura 5) nu se produce instabilitate. aj (sau η) este neglijabilă și Ec. (116) este satisfăcută automat.

Concluzii

Am arătat importanța includerii fluctuațiilor de densitate în ecuație pentru câștigul sistemului. În cazul rezonatoarelor instabili, am arătat că această cuplare duce la o interacțiune instabilă liniar care în cele din urmă oprește laserul. Perturbațiile de densitate se datorează încălzirii mediului de către laser. Efectul net este că acustica cuplează două moduri ale rezonatorului neperturbat (încărcat, dar fără acustică). Ambele moduri sunt arătate a avea aceeași frecvență, ωo, în absența cuplajului acustic. Perturbația acustică introduce o modulare a amplitudinilor modului la frecvență

O abordare alternativă folosind două moduri de cavitate cu aproximativ aceleași pierderi separate de o frecvență acustică duce, de asemenea,

la o instabilitate. Aceasta este similară cu instabilitatea Brillouin. Acesta va fi publicat în altă parte din cauza lipsei de spațiu. O aplicare preliminară a acestei teorii la un model simplu al laserului chimic supersonic a arătat că acesta este stabil la instabilitatea de mai sus. Cu toate acestea, înainte ca această concluzie să poată fi finalizată, trebuie făcute lucrări suplimentare. În cele din urmă, am arătat, de asemenea, că gradienții transversali de densitate conduc, de asemenea, la o cuplare între fluxul cavității și perturbațiile de densitate care conduc la o aliniere instabilă a luminii laser.

Mulțumiri

Lucrarea de cercetare care a condus la această lucrare a fost realizată în baza Contractului Nr. F49620-79-C-0195 al Oficiului de Cercetare Științifică a Forțelor Aeriene (AFSC).

Anexă: Proprietățile modurilor degenerate și condițiile de întărire a acestora

Dorim să obținem mai multe rezultate declarate fără dovezi în text.

Mai întâi, calculăm condițiile în care două moduri de rezonator pot fi degenerate în frecvențele proprii. Pentru simplitate, luați în considerare modurile de lumină conținute într-o cutie de lungime L și lățime FI. Frecvențele proprii vmn (măsurate în cirri) satisfac

(Al)

unde m și n

sunt numere întregi. Pentru vmo = m/2L >> n/2W putem scrie asta ca

Vmn

v luna

1

2v luna

f \ 2

2w)

(A-2)

În ordine

pentru

vm-l 0 la e4ual vmn n trebuie să satisfacă

1

2L

\2 n \

2v l2W / luna \ /

(A-3)

1

(A-4)

unde λ = vmo 1 este lungimea de undă a luminii.

Ecuația A-4 sugerează că un număr întreg n de ordinul lui 10 va permite ca frecvența vmn a unui mod transversal să fie degenerată cu cea a unui mod longitudinal. De exemplu, fie W = 5 cm, L — 400 cm și λ = 10~3 cm. Noi obținem

Din această valoare w? poate determina, de asemenea, numărul n' de oscilații transversale care sunt de așteptat într-o undă acustică a vectorului de undă кд care satisface condiția fază-potrivire

1,0 + ^A _ ,n(A-6)

Pentru un mod acustic cuprins în dimensiunea transversală a rezonatorului idealizat al acestui apendice avem atunci

. _ 2π _ 2тгп'

A _ >-------W- (A-7)

A

astfel încât

r' = n/2 = 8. (A-8)

Aceasta este, desigur, doar o urmare calitativă, menită să indice numărul aproximativ de franjuri de așteptat. Dacă condițiile aproximative ale modelului (proprietăți uniforme de stare staționară pentru densitatea fluxului și câștig) ar fi riguros adevărate, n' ar trebui să fie un număr întreg pentru a se potrivi cu condițiile acustice la limită de la pereți. În cazul real Ec. (A-8) este doar aproximativă.

În continuare, arătăm că unda împrăștiată de rețeaua de fază (undă acustică staționară) produce o perturbare a fluxului de aceeași formă ca și unda acustică.

Teoria эг difracta

a împrăștierii luminii de către o undă acustică (Debeye-Sears) prezice unde

la unghiuri de

risipite

Àk __a 2π

(A-9)

cel

cu respect pentru vili după un trio rundă

val inițial.

întoarcere

Aceste unde, cel puțin pentru un confocal instabil la aceleași unghiuri.

rezonator

valuri si undele neturburate vor fi ale

formă

Interferența dintre acestea

(A-10)

Φ

κ

κ

Lf up are aceeași frecvență neperturbată (adică, dacă kp = k) ca și unda originală. Situația este ilustrată în Figura Al.

În cele din urmă, justificăm afirmația noastră că perturbarea densitâții este independentă de z, direcția de propagare a luminii. Dacă în notația textului sus și henee фрд are, de fapt, 1 кц diferit de фо, atunci, după ce factorul comun exp i(kz - wot) este factorizat, φρλ san se scrie

$1£ ~ coslkax

(Toate)

Ecuațiile de câștig și de încălzire vor fi inconsecvente, cu excepția cazului în care gp¡¿ și Pphâ au același comportament z suplimentar. Cu toate acestea, deoarece grosimea mediului este de ordinul jumătate a separării oglinzilor (sau mai puțin) într-un caz tipic, variația z va fi insuficientă pentru a anula efectele interacțiunii mod-mediu și suntem îndreptăţiţi să-l leglectăm.

Figura A-l. Ilustrație a reproductibilității undei împrăștiate. Unda neperturbată se concentrează (virtual) în punctul O din planul focal comun al celor două oglinzi. Undele împrăștiate se concentrează și ele în acest plan, dar în punctele ușor deplasate A și A'. Valurile de întoarcere după o călătorie dus-întors vor fi apoi în aceeași direcție cu undele împrăștiate inițiale.

Referințe

1. Yoder, MJ și Ahouse, DR, Appi. Fiz. Lett., Voi. 27, p. 673. 1975.

2. Kellen, PF, Mattsson, AC, Ahouse, DR și Yoder, MJ, Inginerie optică,

Voi. 18, p. 340. 1979.

3. Korff, D., Glickler, SL și Daugherty, JD,, Acoustic Instability Model for High Power cw EDL Lasers, 30¿h Annual Gaseous Electronics Conférence, Palo Alto, California, 18 - 24 octombrie 1977.

4. Kellen, P. și Smith, M., Optical Engineering, Voi. 18, p. 157-160. martie/aprilie 1979.

Efectele rețelei de fază în laserele cu descărcare electrică cu CO_2 pulsat

Grigore C. Dente

The Perkin-Elmer Corporation, Electro Optical Division Danbury, Connecticut 06810

Abstract

Experimente recente au demonstrat o pierdere semnificativă de putere (până la 50%) din punctul central de câmp îndepărtat al unui laser cu descărcare electrică cu CO_2 pulsat. Teoria noastră arată că efectele de saturație care urmează variațiilor instabile ale modului rezonatorului pot crea variații ale indicelui. Aceste variații ale indicelui conduc la o rețea de fază, iar pierderile de putere rezultă din difracția rețelei.

Introducere

Mai multe experimente recente cu laserul cu descărcare electrică în impulsuri AVCO „Humdinger” au produs rezultate neașteptate. Câmpul îndepărtat al dispozitivului a arătat mai degrabă o serie de puncte limitate de difracție, decât unul singur. Energia totală de ieșire a fost distribuită astfel încât 60% să fie în punctul central, cu celelalte 40% conținute în restul modelului de difracție în câmp îndepărtat. Figura 1 prezintă câmpul îndepărtat dintr-un experiment,

iar detalii experimentale suplimentare sunt cuprinse într-un raport tehnic recent al UDRI. , ieșirea rezonatorului este responsabilă pentru pierderile din punctul central.

?

?

Figura 1. Matrice de modele Airy în câmpul îndepărtat. (Acesta nu este date reale, dar arată clar structura de bază în datele de câmp îndepărtat.)

În acest document, vom explora posibilitatea ca efectele de saturație care urmează variațiilor instabile ale modului rezonatorului să poată crea variații ale indicelui. Aceste variații ale indicelui conduc la o rețea de fază, iar pierderile de putere rezultă din difracția rețelei de fază. Analiza noastră va arăta că rețeaua este responsabilă pentru pierderile de putere în Humdinger și, deoarece rezistența rețelei de fază este proporțională cu (presiunea)2, aceleași efecte ar putea apărea și în alte lasere cu impulsuri de înaltă presiune.

Conținutul de frecvență spațială a rețelei și intensitatea câmpului apropiat

Conținutul de frecvență spațială al rețelei încrucișate oferă o datorie majoră îndreptată către interpretarea rețelei de fază. Luați în considerare un rezonator instabil cu marginile oglinzii de feedback la x = ±ax, y = ±a (vezi Figura 2). Modurile rezonatorului sunt determinate de cerința pe care o reproduce^după o propagare dus-întors. Aceasta conduce la o ecuație integrală satisfăcută de moduri. Pentru rezonatoarele dreptunghiulare, modurile pot fi întotdeauna scrise ca produs a două funcții,

$U(x,y) = V(x)\, W(y)$

Figura 2. Rezonator instabil confocal (secțiune transversală x sau y)

Cu un rezonator de mărire M și numărul Fresnel al cavității N, vor exista de obicei maxime 2N în V(x) de la -ax<x<ax și în W(y) de la -ay<y<ay (vezi Figura 3). Prin urmare, intensitatea de ieșire va avea variații al căror conținut de frecvență spațială este de aproximativ

-1   +1Nx

ξ = 2π (a) 1 (N)+± = — - —-

л   d

(1)

în direcția x și

ς _

da da

în direcția y. În cele din urmă, intensitatea de ieșire a unui rezonator instabil dreptunghiular este bine aproximată prin

|sin ξχ X + sin Y

(2)

în care b % 0,3

0,4 pentru laserul Humdinger.

În experimentele Humdinger, câmpul îndepărtat a arătat un efect de rețea pentru care conținutul de frecvență spațială al rețelei în fiecare direcție a fost apropiat de conținutul de frecvență spațială al modului neaberat. Acest lucru sugerează că variațiile de intensitate ale ieșirii au condus grătarul și că cel mai probabil este un grătar de fază.

Mecanisme prin care variațiile de intensitate pot crea un grătar de fază

I æ Io 1 + b

Există un număr și, prin urmare, să fie fază.

a proceselor neliniare

Dacă aproximăm

care cuplează intensitatea cu indicele de refracție, indicele în interiorul rezonatorului ca

$n = nQ + n2 \, I \, (x,y)$,

ti care I(x,y) este intensitatea, atunci aflăm că contribuțiile la n¿ provin din încălzirea locală a ediumului, efectul Kerr, electrostricția și saturația anormală a dispersiei. Fur Iter sunt, posibilitatea de încălzire a oglinzii există. Putem arăta simplu că toate efectele, cu excepția încălzirii locale, sunt prea mici pentru a afecta grav faza. Prin urmare, e se va concentra asupra efectelor locale de încălzire.

Pe măsură ce radiația laser se propagă prin mediul de câștig, aceasta este amplificată de misiunea stimulată. Într-un laser CO_2 care funcționează la 10,6 ym, emisia stimulată are loc între prima stare excitată a modului de întindere asimetrică (001) și prima stare excitată a modului de întindere simetrică (100). Această emisie stimulată reprezintă doar 40% din energia din (0,0,1), iar energia rămasă în (1,0,0) fie este stocată în niveluri vibraționale, fie intră în încălzire locală. Studiile de cinetică arată că, din energia introdusă inițial în (0,0,1), douăzeci până la treizeci de procente

este dată încălzirii locale în câteva secunde după ce a stimulat emisia. Aceste schimbări locale de temperatură se vor echilibra timp de ordinul lui la æ (2π/ξ Vs), în care ξ conținut de frecvență spațială a I și Vs viteza f sunetului. Când introducem numere din sistemul Humdinger, constatăm că t æ 3-5 psec. Într-un amestec 3(He): 2(N_2): 1(CO_2) la 500°K, Vs æ 500 m/sec.) °

În rezumat, pe măsură ce radiația traversează o mică parte a câștigului, ea este amplificată de energie N-jouli f, în timp ce aproximativ N/2-jouli este aruncat în mediu ca încălzire locală. Acest curs în câteva secunde după emisia stimulată. În decurs de ^5 sec, această încălzire locală se va manifesta ca o modificare locală a densității care va duce la o modificare a indicelui.

Model simplu de câștig saturabil de încălzire locală

Vom analiza acum încălzirea locală din interiorul rezonatorului. Luați în considerare un esonator instabil confocal, astfel încât radiația laser să se propagă pe o trecere colimată din rezonator. lui corespunde rezonatorului pentru laserul „Humdinger”. La această trecere finală prin el câștig, câmpul extrage putere ca

dl _ du-te 1_________ du-te ^sat____ _

Я 7

1 + I/I . 1 + Io = 1_/I

z sat satz

În care merge este câștigul mic de semnal și I sat este intensitatea de saturație adecvată pentru laserul cu descărcare electrică CO_2. Cu I Isat găsim că

eu 2

dl n, T sat

dz % go J'sat go i'

și prin urmare,

p = % f1 - îsaP1] <4>

s puterea Jaser extrasă per cm3 la locația cu intensitatea I(x,y,z). În timpul unui ulse de durata t , energia totală extrasă per cm3 este

T -,Tsa

Ptp æ go Xsat L1 I

În realitate, go I și I(z,x,y) sunt funcții ale timpului, iar valorile noastre pentru aceste cantități vor reprezenta o medie pe durata pulsului.

ЬP (5)

Argumentele noastre anterioare au indicat /2-jouli ar fi f durata t ,

Ir

adăugat la local

ca daca incalzire

N-jouli în intervalul a

s-au adăugat la radiația laser, apoi câțiva pisec. Prin urmare, în timpul unui puise

Pt

r^sat

2

Este la

~ I

aulec de căldură va revious expresie

se adaugă la cm3 de mediu de câștig în locația (x,y,z). pentru I(x,y,z = planul de ieșire) și aflăm că

T2

q I   g I . t

Й yo sat t o sat p

Q =   - t ---------

z F   2 Io(l+b είηξχX + b sinÇy Y)

2   Ί2

go Tsat ъp _ %_______șat _p 92__ sat_p ,

Λ 2   2 Io2 Io

Am pus în nostru

(6)

xX + sinÇyY)

Q

2

g

1

t

P

În această ultimă expresie, vedem că încălzirea locației urmează variațiile de mod. Există un termen DC urmat de un al doilea termen mai mic, care conține dependență sinusoidală. Vom vedea că acest al doilea termen poate determina variații de densitate (indice) care afectează ieșirea modului printr-un rețea de fază.

Grătar de fază

3

Procesele de emisie stimulate conduc la încălzirea locai (jouli/cm) ca

n go '"sat tp go 1 sat bp

Q ----------- --------------2"fo

9o l2sat 4

+ -----2^-----b (Ξΐ́ηξχX + Ξίηξνγ) Ξ Qo + O' (sinExX + βίηξ Y)

ri J

Qo oferă o încălzire uniformă a mediului de câștig, în timp ce termenii proporționali cu Q' pot crea variații de densitate de locație în timp de ordinul la 2tt/ÇíVs % 5 psec, în care corespunde ξχ sau ξγ și Vs este viteza sunetului mediată pe parcursul timpul pulsului. Witl Cp æ 1,1 x IO-3 jouli/cm®°K pentru amestecul de gaze, Q' va produce o variație de temperatură

ΔT = (εíηξχX + εíηξ Y).

P

În câteva microsecunde (tQ), acest lucru duce la variații locale de densitate

ΔP = „Λϊ = - —2- b (sinÇ X + εíηξ Y)

TT — —^x

PT Cp TY . .

în care p și T corespund mediilor de densitate și temperatură peste puise. Dacă lăsăm n să desemnăm indicele amestecului de gaze 3:2:1 la o atmosferă, atunci deducem o modificare a indicelui

du-te ^sat 4

ΛΠ = b (n_1)(sinç x + Sinç Y)(7)

2 Σo T Cp   y

care este determinată de variațiile de intensitate.

Volumul modului interior al unui rezonator instabil confocal conține radiații care se deplasează înainte și înapoi (vezi Figura 2). Această regiune conține structuri de mod complicate care nu sunt ușor de analizat decât prin calcul numeric. Cu toate acestea, ne putem aștepta ca, dacă radiația este diferită de axa optică, va tinde să se omogenizeze și, prin urmare, să dispară orice efecte de rețea de fază în această regiune interioară. În regiunea B din figura 2, situația este mult mai simplă. Aici, radiația se deplasează într-o direcție doar pe o trecere finală colimată prin câștig. Intensitatea modului pe această trecere este dată aproximativ de expresia (2) și, deoarece trecerea finală este colimată, frontul de undă va prelua întreaga aberație a rețelei de fază pe lungimea câștigului L. Ieșirea finală va purta o aberație dată de

Φ = y- (Δη) L

2 π9o 1 saftp b(n (εíηξχX + sinç^Y) λIo T Cp

= Φo (sinÇxX + εíηξγY)   (8)

în care λ este lungimea de undă a radiației și toate celelalte cuantificări au fost definite anterior.

Diafragma finală

Figura 3. Variații de intensitate în ieșirea rezonatorului

Câmp îndepărtat

Vom reprezenta amplitudinea la planul de ieșire laser ca

U(x,y) = Uo(x,y) e1ϕ

i φo(3íηξχX + sin£ Y) = üo(xy) θ

(9)

n care! (x,y) este ieșirea cu rețeaua de fază neglijată. Dacă notăm di- -'modelul de acţiune cu câmpul îndepărtat pentru Uo(x',y') ca o funcţie F (x',y'), atunci câmpul îndepărtat al ieşirii aberate a reţelei hase este

00   „ξχλZ

r(xy) > JJ Jn<*o> ·ν»o> PO<X - n ' γ ' ”   '(10>

n— ”oo m= -co

.n care λ =lungimea de undă, Z=distanța până la câmpul îndepărtat și Jn funcția Bessel de ordin n.3 Vedem că modelul unic Fo(x,y) a fost înlocuit cu o matrice bidimensională ponderată >f modele de difracție. Când ξχ 'și ' sunt mult mai mici decât dimensiunile fasciculului la planul de ieșire, atunci nu există, în esență, nicio suprapunere între ordinele difractate. Pentru cazul său de interes, intensitatea câmpului îndepărtat este bine aproximată cu

I(x,y) æ ï Σ Jn(*o} Jm (φo} Σo(χ - nx, y - my)   (11)

n= -o» m= -œ

n care x Ξ λζξ /2iτ și y = λζξ /2ττ; de asemenea, pentru ϕ £ 1 termenii de ordin superior cu (|m| |n|) >2 sunt neglijabili.

Cel mai semnificativ, observați că puterea din potul central limitat de difracție în câmp îndepărtat este scăzută cu un factor off J (ϕ) 1Щ, corespunzând unei creșteri a calității fasciculului cu un factor de Γ^Ο(ΦΟЛ-2 ·   LJ

Analiză aplicată experimentelor Humdinger

Vom aplica expresia finală pentru intensitatea câmpului îndepărtat laserilor Humdinger

Prin urmare, trebuie să calculăm ώ , κ și y. Formulele colectate sunt enumerate mai jos: ψo J

π℅ ^sat fcp b(n~1} L To T Cp

(12)

λ

X

λζ ξ

____X

2 π

λζ N

X

a„

și

λZ Ny

Ay

y

2 π

în experimentele cu laserul EDL Humdinger pulsat, parametrii au fost (medii în timpul unui puls)*

, -4- 4

t = 10 psec, λ = 10,6x10 cm, (nl) = 2x10'

2τ

merge % 0,026 cm-1, ISat=5*105w/cm2'To = lxlO6W/cm2,Tæ400°K,

C % 1. lxl0~3 J/cm2 °K ,b = 0,3·*—»· 0,4 ,L = 200 cm,

P

z æ 2,24 m, 2π/ξχ4 mm, ■2π/ξ^ < 8 mm.

Cu aceste valori aproximative găsim

φo î-o 0,7 , x 6 mm și y £ 3 mm.

Pentru aceste valori, puterea în spotul central este scăzută cu un factor de modelul de câmp îndepărtat, cu conținutul de energie procentual al fiecărui spot 4. Aceeași figură arată modelul determinat experimental.

[jo(°-7d

este arătat

4 = 0,6. în figură

Foarte slab

6 mm

• - 3 mm

Teorie 60%

6 mm

12 mm

Exp 61%

Figura 4. Comparație cu câmpul îndepărtat experimental — Teorie (·)

Experiment (®)

Concluzii

Această analiză se compară bine cu rezultatele experimentale. Există, totuși, câteva puncte în analiză care ar putea fi considerate mai degrabă sugestive decât riguroase, iar actualizările atât ale modelelor optice, cât și ale cineticii ar trebui să asigure un acord mai bun cu experimentele. Cu toate acestea, considerăm că argumentele precedente conțin esența problemelor observate în dispozitivul Humdinger. În plus, deoarece φθ se ridică la (Presiune)2, efectele ar putea fi prezente în alte lasere pulsate de înaltă presiune.

Deși rețeaua de fază determinată de ondulația de intensitate creează o degradare gravă a calității fasciculului dispozitivului, există modificări de design care ar minimiza efectele. O îmbunătățire evidentă ar rezulta din înmuierea marginilor difractive ale oglinzii instabile de feedback a rezonatorului, reducând astfel modulația ondulației. Alte modificări variază de la alegeri mai bune de amestec de gaz la modele non-confocale pentru rezonator. Proiectele viitoare de rezonatoare pentru EDL-uri vor trebui să includă rezultatele acestei analize.

★

Aceste numere reprezintă! medii de timp pe durata pulsului de 10 ysec.

Confirmare

Doresc să mulțumesc membrilor biroului din Albuquerque, NM al Institutului de Cercetare al Universității din Dayton pentru că au pus la dispoziție datele experimentale.

Referințe

1. Harvey, JE et al., „Pierderile de difracție asociate cu laserul AVCO Humdinger”, Raportul tehnic al Institutului de Cercetare de la Universitatea din Dayton - UDRI-A-212, februarie 1981.

2. Steier, h. Il. , IEEE JQE, voi. QE-11, nr. 9, septembrie 1975.

3. Goodman, JW, Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, Inc., 1968.

И/Д DISTORSĂRI VERRONTE ÎN OPTICA DE PUTERE

Volumul 293

SESIUNEA 4

CONJUGAREA DE FAZĂ/OPTICA ADAPTIVĂ

Președinte de sesiune

John F. Gata

Honeywell Corporate Material Science Center

SPIE Vol. 293 Distorsiuni de front de undă în optică de putere (1981) / 161

Conjugarea de fază intraresonator

T. J. Karr, HJ Hoffman

Laboratorul de cercetare Lockheed Palo Alto, 3251 Hanover Street, Palo Alto, California 94304

Abstract

Distorsiunea fasciculului indusă de cavitate ar putea fi redusă printr-o oglindă de conjugare a fazelor în interiorul laserului. Se discută promisiunea și problemele de a face acest lucru într-un laser de mare putere. După trecerea în revistă a teoriei modului de oscilație a rezonatoarelor cu conjugatoare de fază, discutăm despre limitările practice la putere mare. Principalele probleme sunt (1) disponibilitatea energiei pompei pentru conjugare, (2) conjugarea degradată la putere mare și (3) decuplarea energiei de la laser.

Secțiunea 1. Introducere

Pentru oamenii de știință și pentru profani, termenul „laser” înseamnă o sursă de radiații cu o divergență foarte mică a fasciculului, care poate transmite cu precizie energie. Se pot imagina multe aplicații pentru un sistem care propagă un fascicul colimat, aproape limitat de difracție, la o putere medie mare. Din păcate imaginația nu s-a transformat în realitate, deoarece sistemele de putere medie mare au o divergență a fasciculului mult mai mare decât limita de difracție. Laserul de mare putere în sine este adesea sursa unei distorsiuni semnificative a fasciculului. O multitudine de limitări practice au împiedicat dispozitivele de mare putere să atingă calitatea fasciculului tipică laserelor la scară de laborator.

Într-un sistem optic de mare putere, de obicei, cel mai stresant mediu termodinamic și mecanic este în interiorul laserului. Sarcinile termice, mecanice și hidrodinamice creează erori de cale optică (OPE) pe fascicul, care împrăștie energia din fascicul (creșterea pierderilor de cavitate) și degradează frontul de undă la deschiderea de ieșire. Acest mediu advers este de obicei locul din sistemul optic care este cel mai puțin accesibil pentru control. Distorsiunea ieșirii laser este într-adevăr o pierdere de energie a sistemului „la sursă”. Deși o parte din această pierdere poate fi recuperată prin controlul activ al frontului de undă în trenul optic din aval, aceste bucle de curățare a fasciculului arată randamente în scădere, deoarece calitatea fasciculului laser este redusă. Distorsiunile fasciculului intra-cavități devin mai grave la lungimi de undă scurte, deoarece chiar și fluctuații mici OPE la lungimi de undă scurte produc erori de fază

mari. La lungimi de undă scurte, scara spațială și temporală a distorsiunilor fasciculului induse de cavitate poate depăși capacitatea chiar și a celei mai bune bucle de control electromecanic (fie în aval sau intracavitate).

Soluția finală la problema calității fasciculului în dispozitivele de mare putere ar fi un sistem de control care s-ar putea adapta la erorile frontului de undă și le-ar putea anula la o lățime de bandă spațială/temporală practic nelimitată, ar putea funcționa în interiorul laserului, ar fi simplu și fiabil și s-ar scala ușor. în putere și lungime de undă. Există mai multe tehnici de conjugare a fazelor în timp real care pot fi capabile să îndeplinească toate aceste cerințe.

Termenul „conjugare de fază în timp real” acoperă orice tehnică care transformă un semnal optic de intrare într-un semnal de ieșire cu fază inversată printr-un proces analogic pe scale de timp moleculare. Tehnicile de conjugare de fază (PC) includ unele fenomene optice neliniare, holografia de mare viteză sau tranzitorie și unele tipuri de pseudo-conjugatoare. Ele nu includ, în scopul acestui articol, orice tehnici care se bazează pe procesarea electronică și buclele de control, cum ar fi sistemele de oglinzi deformabile cu senzor de front de undă, comune în trenurile optice de mare putere. Pentru conjugarea cu impuls lung sau fază CW, cele mai promițătoare tehnici PC sunt stimularea Brillouin backscattering (SBS) și amestecarea cu patru unde (FWM).1,2 Aceste două fenomene PC neliniare sunt rezumate în Figura 1.

Ideea de bază a controlului calității fasciculului laser intracavitate prin conjugarea de fază în timp real este ilustrată în Figura 2. La o singură trecere prin cavitate, fasciculul este aberat de neomogenitățile de câștig mediu și de distorsiunea optică a rezonatorului. Oglinda de conjugare de fază (PCM) efectuează inversarea de fază în timp real a frontului de undă aberat. După o a doua trecere prin cavitate, aberațiile sunt anulate. Fasciculul care părăsește optica de decuplare este aproape limitat de difracție. Acest concept se numește laser conjugat de fază (PCL).

Caracteristicile generale ale unui PCL sunt că are una sau mai multe oglinzi de conjugare a fazei (PCM) și are o optică unică de ieșire care este de obicei concepută ca un element de partajare a deschiderii spațiale. PCL poate fi un amplificator de putere sau un dispozitiv de tip MOPA, în care fasciculul face doar una sau câteva călătorii dus-întors prin mediul de câștig. Alternativ, PCL poate fi un rezonator care creează moduri de oscilație caracteristice, caz în care se numește rezonator conjugat de fază (PCR). Proprietatea de inversare a fazei a PCM duce la o structură de mod unică într-un PCR.

STIMULAT BRILLIOUN BACK SCATTERING (SBS)

AMestecarea cu patru valuri

(FWM)

E¡0 + iwt

e~iO+ (iw-Aw)t

POMPĂ e,

e¡θ+¡wt θ

Ei 1 I neliniar)

Er<^ ,\J MEDIUM J

¡O + o'w+ûw) t

POMPA E2

f conjugare neliniară de fază

Figura 1. Tehnici

În secțiunea 2 rezumăm teoria generală a modurilor de oscilație într-un PCR. Cea mai mare parte a discuției se aplică unui PCM care utilizează FWM, dar unele rezultate sunt revizuite pentru cazul SBS. PCR este tratat ca neîncărcat; nu există o analiză a mediului de câștig. Unele teste experimentale recente ale teoriei PCR sunt, de asemenea, revizuite.

În Secțiunea 3, rezumăm ceea ce se știe despre PCL de mare putere. Se discută impactul potențial al sistemului și profitul PCL și sunt evidențiate unele probleme de inginerie optică ale PCL. PCR-ul încărcat este analizat, inclusiv debutul oscilației în stare de echilibru într-un PCR. Principalele probleme pentru PCR sunt: (1) disponibilitatea energiei pompei suficiente pentru a conduce PCM; (2) efectul asupra modurilor de oscilație ale performanței PCM suboptimale; și (3) dificultatea de decuplare a energiei dintr-o PCR cvasi-stabilă. Secțiunea 3 se încheie cu o discuție despre laserele MUPA cu un PCM.

Secțiunea 2. Moduri de oscilație ale unui rezonator conjugat de fază

În această secțiune, trecem în revistă unele dintre proprietățile unice deținute de un PCR în care PCM este format prin FWM. Procesul de bază FWM este ilustrat în Figura 1. Trei unde de intrare constând din două câmpuri intense de pompă care se propagă contrar (E^ și E2) și fasciculul de semnal incident (E|) cuplează printr-o susceptibilitate neliniară de ordinul trei Xnl^) pentru a produce un a patra undă cu propagare înapoi (Er) care este complexul spațial conjugat de la E·[. Geometria selectată de obicei pentru proces este una în care grinzile pompei sunt aproape coliniare cu fasciculele incidente și conjugate, astfel încât să maximizeze lungimea interacțiunii. De-a lungul acestei secțiuni, presupunem că pompele nu sunt epuizate ca urmare a interacțiunii neliniare (o scurtă discuție despre efectele epuizării pompei este prezentată în Secțiunea 3). Când toate interacțiunile sunt la aceeași frecvență ω, procesul este denumit Uegenerate-Four-Wave Mixing (DFWM).

Organizarea acestei secțiuni este următoarea: începem în Secțiunea 2.1 cu o discuție despre metoda integrală a lui Huygens ca o abordare

generală pentru găsirea criteriilor de stabilitate pentru modurile de oscilație într-o PCR arbitrară. Cel mai simplu caz PCR este prezentat în Secțiunea 2.2. Rezultatele pentru modurile proprii Hermite-Gauss sunt revizuite în Secțiunea 2.3. În cele din urmă, în Secțiunea 2.4, comentăm unele dintre problemele implicate în studierea configurațiilor de rezonatoare realiste.

2.1 Metoda integrală Huygens1

Proprietățile de mod ale unui PCR pot fi determinate pentru un câmp general E(x, y, z) prin aplicarea integralei lui Huygen pentru propagarea unui front de undă arbitrar printr-o serie de elemente optice paraxiale reprezentate printr-un ABCD adecvat (eventual complex). matrice.

□ Pentru un semnal care se propagă de la punctul (xg, yg, zg) la (x, y, z), această integrală are forma:

E(x, y, z)

(1)

' eXp | TET [A (X1 + yl) ' 2 (XX1 + yyP + D (χ2 + y2)]

unde 2WX, 2Wy sunt lățimile respective ale deschiderilor la z = zg în direcțiile x, y. De asemenea, am inserat în această integrală o funcție complexă de transmisiepíx, y)» care reprezintă un element perturbator general de fază și/sau amplitudine în traseul fasciculului.

Acum luăm în considerare configurația PCR prezentată în Figura 3. Începem de la un plan de referință, chiar în fața oglinzii reale la z = zg. Matricea de raze paraxiale reprezentând elementele intracavitate întâlnite la propagarea de la stânga la dreapta (de la planul de referință la PCM) este notă cu Ag, Bg, Cg și Dg. În mod similar, matricea A2, B2, Cg și D2 prezintă elemente optice pentru propagarea de la dreapta la stânga (inclusiv reflexia din oglinda reală) înapoi la planul de referință original. Presupunem că efectul PCM este de a reflecta o replică conjugată perfectă a câmpului și de a înmulți conjugatul cu un factor g exp(i0pCm), unde

9

tan J κ IL

c

0

pcm

= - tt/2 + V

Jl,, v(3)P p εη^ωXNí F1 F2

Fg și F2 nc este

undele pompei; Lc

denotă

4

sunt amplitudinile de

indicele liniar de refractie pentru mediul ne!inear

1 lungime

al PCM-ului

celi; și

Figura 3. Reprezentarea schematică a unui PCR delimitat de un PCM la un capăt și de o oglindă reală la celălalt. Elementele matricei Ag, Bg, Cg, Dg (A2, B2, Cg, D2) reprezintă elemente optice paraxiale generale întâlnite la propagarea de la stânga la dreapta (de la dreapta la stânga); p(x) este o funcție de transmisie complexă pentru un element perturbator arbitrar imediat la dreapta planului de referință.

Acest model simplu al PCM de amestecare cu patru unde este valabil atunci când toate celelalte efecte neliniare pot fi neglijate. În mod similar, se presupune că oglinda reală are o reflectivitate complexă r(x)exp Li0m(x)]. Astfel, câmpul care ajunge la planul de referință după o călătorie completă dus-întors este:

E2 (XΓZP

W

, pcm

f !0

J dx2 ge Pcm

-Wpcm

W

. m

I dx, Eț (x,,

-W

m

z,) p* (x,)

(3)

• exp (Λ* hx? - 2 *,·*2 + °1 *2] - 2-Уy ь *2 - 2 »2 * °2 χ21

unde, pentru simplitate, am presupus că variațiile câmpului de-a lungul direcțiilor x și y sunt separabile, astfel încât integrala completă este produsul a două integrale duble unidimensionale ale formei de mai sus. Cuantificările 2WpCm, 2Wm reprezintă lățimile de deschidere ale PCM și, respectiv, oglinda reală.

Putem observa imediat că schimbarea de fază dependentă de lungimea cavității de-a lungul axei z s-a anulat după o călătorie dus-întors. În consecință, suntem conduși la concluzia că nu există condiții de mod longitudinal într-o PCR, spre deosebire de rezonatoarele convenționale în care se acumulează un factor de fază longitudinală de 2k/ per călătorie dus-întors. Aceasta înseamnă că o PCR care oscilează la o anumită frecvență ω va continua să oscileze la acea frecvență, indiferent de orice variație a lungimii cavității. În plus, acest rezonator poate suporta o gamă continuă de lungimi de undă în concordanță cu lățimile de bandă ale mediului de câștig și lungimea de undă a pompelor (care a excitat oglinda conjugată).

Pentru a analiza modurile proprii transversale stabile ale cavității se impune cerința de autoconsistență, și anume, câmpul transversal trebuie să se reproducă în fază precum și în mărime după o călătorie dus-întors. Urmând ref. (5), stabilim:

E2 (x,,z,) = ΎE, (x,,Z,)   (4)

cu o valoare proprie care poate fi complexă (pentru a reprezenta o schimbare netă de fază dus-întors) și are o magnitudine mai mică decât unitatea (pentru a lua în considerare, de exemplu, pierderile de difracție).

Ecuația (4) conduce, în general, la o ecuație integrală pentru câmpul Eq. O simplificare considerabilă a acestei ecuații rezultă, totuși, dacă se pot neglija variațiile de fază transversale de ordin mai mari decât cele pătratice, precum și orice variații de amplitudine datorate PCM. În acest caz, integrarea peste X2 în Eq. (3) poate fi efectuată. Presupunând, pentru simplitate, o deschidere aproape infinită pentru PCM (Wpcm — °°) și folosind Eq. (4), obținem:

E2 (xrzp

1/2

gr(x) p(x)

Í0m(x) + ¡0

pcm

dx, P*(x,) E* (x,, Z])

(5)

• exp

zJL I

2B I

Topor

2

2 xXj + Dx

= TE, (x,, Z])

Observăm că câmpul dus-întors E2 are aceeași integrală a ecuației. (1) dar cu A, B, C și D reprezentând an este legat de matricele de raze paraxiale originale prin:

(Í ?) = (Ê2 D2) ·

formează ca matrice de transfer efectiv Huygens1 originală care

(6)

2.2 PCR gol ~ Un exemplu simplu

Putem obține o perspectivă asupra proprietăților așteptate ale PCR-urilor luând în considerare o configurație PCR simplă constând dintr-un PCM la un capăt separat de o distanță/ de o oglindă convențională cu raza de curbură R. Următoarele sunt elementele efective ale matricei de raze din Eq. (6): A = D = 1, B = U, C = -2/R. Functia gaussiana in integrand of

Ec. (5)" poate fi apoi aproximată printr-o funcție δ conducând astfel la rezultatul simplu:

!0 (x) + ¡0

E2(χ,,ζ,) = r(x) g lp(x)l 2 em E* (χ,,ζ,) = ́YE, (χ,,ζ,)(7)

Dacă ecranul perturbator conține doar aberații de fază, atunci p|(x)| 2 = 1. Atunci Ec. (7) implică faptul că faza transversală a modului stabil depinde doar de forma suprafeței oglinzii reale, mai degrabă decât de orice alte surse de distorsiune din cavitate (subiect,

bineînțeles, la stipulația făcută mai devreme că PCM-ul în sine nu are distorsiuni).

De fapt, ne-am aștepta ca configurații mai complicate (inclusiv, de exemplu, deschise finite și medii de câștig activ) să aibă o influență relativ mică asupra câmpului laserului în planul oglinzii de ieșire în

comparație cu rezonatoarele convenționale. Această caracteristică a fost demonstrată calitativ în experimente de laborator.θ

Alte proprietăți importante prezentate de PCR simplă luată în considerare aici sunt următoarele:

(i) Într-o PCR ideală cu r=g=l, condiția de stabilitate a modului pentru o călătorie dus-întors este independentă de distribuția de amplitudine a frontului de undă. După două călătorii dus-întors, totuși, orice distribuție arbitrară a câmpului (în fază, precum și în amplitudine) constituie un mod stabil al rezonatorului.

(ii) În consecință, există o varietate continuă și infinită de modele de amplitudine transversală, toate corespund unor moduri proprii transversale stabile care oscilează la aceeași frecvență ω (blocat la frecvența pompei). Această situație nu are analog în rezonatoarele convenționale. Este demn de remarcat aici, totuși, că orice variații de amplitudine, fie în elementele ABCD, fie în ecranul aberant p(x), tind să invalideze concluziile de mai sus.

(iii) Degenerarea modurilor proprii longitudinale este ridicată atunci când permitem o mică nepotrivire δ între frecvența semnalului incident și pompe. Acest lucru va permite rezonatorului să suporte moduri longitudinale cu spațiere între moduri:^

Дipcr " 4n£ + 2n L '■ (8) rcc

pentru PCR simplu discutat în această secțiune. Acest rezultat reprezintă o modificare a distanței .;S',..ul obținute în rezonatoare convenționale (unde Δ V = c/2n>¿) . În plus, nepotrivirea frecvenței permite, în principiu, să existe moduri transversale unice. Totuși, prezența lor este discriminată de reflectivitățile reduse în mod evident ale PCM pentru modurile õ / 0.

2.3 Moduri proprii Hermite-Gauss

Dacă se neglijează variațiile transversale de câștig, pierdere sau defazare, modurile proprii stabile ale rezonatorului pot utiliza funcții Hermite-Gauss:

ordinul mai mare decât cel pătratic poate fi aproape aproximat de

E(x)

H (— x-\ om m\ w /

2

- ikx /2 qe

(9)

unde Hm este tne polinominalul Hermite de ordinul m și qq este raza complexă de curbură definită ca:

1 ¡λ

P 2

1 7ΓΠ V

(10)

cu Pq și wq indicând raza de curbură a frontului de undă și, respectiv, dimensiunea punctului. Pentru simplitate, omitem orice dependență explicită de z (care poate fi discutată separat). Când acest câmp este inserat în integrai dus-întors ale ecuației. (5), integrarea dă o altă funcție Hermite-Gauss (cu condiția ca distorsiunile datorate oglinzii reale, precum și orice alte elemente intracavitate reprezentate de p(x) să poată fi neglijate). Parametrul q se transformă însă conform.după: 5r7

1 CD/q*

- A - B/qț

(11)

unde A, B, C și D sunt calculate cu ajutorul ecuației. (6) pentru orice elemente intracavitate arbitrare. Regula de transformare a Ec. (11) este modificat de la formalismul ABCD uzual, pentru a ține seama de faptul că parametrul q reflectat de PCM qr este legat de incidentul qq prin qr = -qq*.7 Cerința de stabilitate este impusă prin setarea q2 = qq wi ich generează un set de constrângeri asupra parametrilor fasciculului gaussien. Pentru cavitatea PCR ideală discutată în secțiunea 2.2, obținem o constrângere asupra razei de curbură a fasciculului, raportându-l la cea a oglinzii reale prin:

P1 = ~R

(12)

Faptul că această relație este valabilă indiferent de semnul curburii oglinzii înseamnă că sunt posibile moduri stabile într-un PCR cu oglinzi divergente și convergente. Această observație a luat naștere experimental.7 Observăm, de asemenea, că nu este impusă nicio constrângere asupra mărimii spotului modului stabil. Mai mult, stabilitatea este atinsă indiferent de lungimea cavității sau de alte componente optice din cavitate. Concluzionăm că pentru elementele ABv-D reale (fără pierderi sau câștig transversale), fața fazei unui fascicul gaussian se potrivește exact cu suprafața oglinzii în timp ce dimensiunea spotului este arbitrară.

Variațiile de câștig invers sau efectele de difracție datorate apertarelor finite tind să distrugă libertatea față de constrângerile anv asupra modurilor transversale. Un exemplu deosebit de interesant al unui astfel de efect rezultă atunci când se presupune că fasciculele

PCM pnmp au un profil gaussian (până acum am presupus că sunt doar unde plane). Această situație este în esență echivalentă cu introducerea unei deschideri gaussiene efective chiar în fața PCM.5,®,9 Acest caz, deși este relativ simplu de analizat, are consecințe sau găsite pentru structura de mod a rezonatorului. O generalizare a formalismului ABCD pentru a include elemente complexe este suficientă pentru a ține seama de dimensiunea finită a punctelor de depozitare. Rezultatele pot fi prezentate într-o formă articulară simplă în aproximarea câștigului neliniar mic, prin care setăm:

Rc = tan2 |K| I_c ~ (|k| LJ2 (13)

Apoi o variație transversală a fasciculului pompei a formei:

F1,2 = F1,2(°) θ r2/b2

(14)

conduce la soluții unice, con sistențe, pentru raza de curbură și dimensiunea spotului modului stabil. La suprafața oglinzii convenționale aceste soluții sunt:

1 = - 1 + lfl f PR ttN Í

(14a)

(14b)

Unde

în   2 22

N = o/2λ£, f = 1 - £/R, h = 1+Γ//N

Rețineți că definiția numărului Fresnel Gaussian pentru PCR Gaussian poate fi remarcată:

oarametrul N este astfel încât poate fi considerat un PCM eficient. Următoarele caracteristici distinctive pentru acest ail

(i) Libertatea dimensiunilor spotului deschis a fost eliminată. O grindă lansată cu un arbitrar w va converge către o valoare unică (dată de ecuația 14b) după câteva călătorii dus-întors.

(ii) Dacă facem aproximația că deschiderea Gauss este mare în comparație cu dimensiunea spotului modului (sau, echivalent, setul N> >|f|), obținem pentru modurile proprii:

N » |f| <15)

relatii cu publicul

2   —y

W   7r|f

Se vede astfel că raza de curbură revine la valoarea pe care a avut-o pentru pompele cu undă plană, dar dimensiunea spotului converge către o valoare specifică care este în esență independentă de N. Concluzionăm că chiar și o variație Gaussiană aroitrar de slabă a pompelor (b-*°°) conduce la o dimensiune unică a spotului care depinde de parametrii cavității. În plus, pentru valori mari ale lui N, raza de curbură p a frontului de undă aproape se potrivește cu suprafața oglinzii reale, cu excepția oglinzilor foarte divergente sau convergente cu R-0.

(iii) Spre deosebire de un rezonator convențional care are moduri limitate numai pe o regiune 0 < |f| <1, PCR posedă moduri proprii stabile pe un interval mult mai mare de f, incluzând din nou atât oglinzi divergente, cât și convergente. Acest comportament este afișat în Figura 4, unde dimensiunea spotului este reprezentată în raport cu parametrul f folosind normalizarea _€λ/π=1 atât pentru capătul oglinzii convenționale, cât și pentru capătul PCM. Pentru comparație, comportamentul modului pentru o oglindă convențională cu geometrie svmetrică este, de asemenea, afișat folosind aceeași normalizare.

GRAJD

COMUN

RESONATOR

Figura 4. Dimensiunile spotului gaussian la capete. a PCR în funcție de f=l -JL/P (de la Ref. 5). Schițele sunt profile de mod în puncte semnificative, desenate la o scară comună. Pentru comparație, este reprezentată și dimensiunea spotului unui rezonator convențional stabil (linii întrerupte).

(iv) De asemenea, remarcăm (urmând Ref. 5), că PCR-ul luat în considerare are avantajul suplimentar de a fi mai puțin sensibil la mici modificări ale parametrilor rezonatorului în comparație cu un rezonator convențional. Volume mari de mod pot fi atinse fără a opera în apropierea limitei regiunilor instabile. Acesta este un avantaj semnificativ al PCR față de un rezonator convențional.

În sfârșit, menționăm că un tratament similar cu cel delimitat mai sus poate fi efectuat pentru variațiile transversale datorate oricăror alte deschideri, canale, etc. gaussiene care pot fi prezente în cavitate. Proprietățile modului se modifică în mod natural, dar se așteaptă ca esența concluziilor anterioare să rămână. Astfel, seturi discrete de moduri transversale de ordin inferior și superior se potrivesc cu fronturi de undă care nu se potrivesc exact cu suprafața oglinzii reale. Cu toate acestea, deviațiile tind să rămână mici, iar amplitudinile tind să fie astfel încât să reducă la minimum pierderile de difracție produse de deschideri."

2.4 Câmpuri optice generale

Dacă în cavitate sunt introduse deschideri finite cu margini nard (cum este probabil să se întâmple în practică), și/sau variații transversale de ordin mai mari decât cele pătratice sunt prezente datorită oricăruia

dintre elementele optice, inclusiv PCM, analiza Hermite-Gauss prezentate în secțiunea anterioară nu mai este valabilă. Relația de valori proprii a Eq. (4) conduce apoi la o ecuație integrală rezolvabilă numai recurgând la numerica! metode de calcul. Lucrările la domiciliu au fost efectuate în acest sens pentru PCR-uri cu deschideri finite, dure, unde trebuiau luate în considerare efectele complicate de difracție Fresnel. Această lucrare a condus la concluzia că PCM poate reduce semnificativ pierderile rezonatorului prin anularea majorității efectelor de împrăștiere difractivă, cu condiția ca PCM să aibă o deschidere suficient de mare. Modurile transversale se aranjează pentru a minimiza pierderile de difracție prin cavitate. Nu toate modurile dintr-un PCR cu deschideri dure sunt necondiționat stabile; pentru unele regiuni de lungime și formă cavitv nu există moduri stabile. 5 Posibilele perturbări ale fazei intracavitate, precum și distorsiunile intracavitate mai aleatorii (Ref. 11) par să afecteze calitatea fasciculului mai puțin decât într-un rezonator convențional, din nou, cu condiția ca PCM să fie suficient de mare. Cu toate acestea, corectarea distorsiunilor datorate PCM-ului însuși a primit puțină sau deloc atenție până în prezent. În secțiunea următoare comentăm unele dintre problemele implicate. Subiectul necesită în mod clar un studiu suplimentar.

Secțiunea 3. Conjugarea de fază în laserele de mare putere

3.1 Caracteristici generale

În Secțiunea 2, fizica unui PCL a fost idealizată și simplificată în următoarele valuri: (1) PCM-ul a fost modelat ca generând un front de undă inversat de fază perfectă, în timp ce toate celelalte efecte ale PCM-ului au fost ignorate; (2) grinzile pompei ha·-! structură Gaussiană perfectă; și (3) a fost luată în considerare doar faza modurilor laser, în timp ce toate efectele de amplitudine au fost ignorate. Aceste idealizări sunt utile pentru înțelegerea caracteristicilor de ordinul întâi

• un vL și pentru evaluarea potențialelor beneficii ale calității învățării. Astfel de idealizei ooera-lon^ma · fi abordate în laborator la putere redusă, și putem exoect să confirmăm teoria asic PCR. Dar toate aceste ipoteze simplificatoare sunt invalide la o valoare medie mare, când am putea dori să aplicăm conjugarea de fază. În această secțiune discutăm principalele cauze în care conjugarea fazei cu putere medie mare diferă de teoria ideală și sugerăm câteva domenii de proiectare a sistemului laser care ar fi afectate de conjugarea nazală intracavitată de mare putere.

Un PCL de mare putere poate fi configurat ca un rezonator, Figura 3, sau ca un dispozitiv MOPA cu trecere dublă cu un reflector din spate PCM. Deoarece rezonatorul obișnuit este cel mai comun concept de laser de înaltă putere, cea mai mare parte a Secțiunii 3 se va referi la înaltă. PCR de putere. Vom reveni la conceptul MOPA-PCL la final.

Elementele generice ale unui PCR bazat pe amestecarea cu patru unde8 sau pe acțiunea Brillioun stimulată sunt prezentate în Figura 5. PCR de

înaltă energie are nevoie de o sursă de fascicule de energie mare nmp pentru a conduce PCM. Evident, aceste pompe trebuie extrase din energia în sine PCR. O modalitate de a face acest lucru cu conceptul FWM este prezentată în Figura 5a. Cu conceptul SBS, Figura 5b, intrarea în oglinda SBS este propria sa pompă. Pentru toate con-eptele PCR cu o oglindă reală și un PCM, aberațiile de fază de pe fasciculul laser sunt anulate la oglinda reală. Prin urmare, puterea PCR trebuie să fie decuplată la iroarea reală, așa cum se arată în Figura 5. Cazul unui rezonator cu două PCM va fi tratat mai târziu.

figura 5. Conceptul de rezonator conjugat de fază. (a) PCR bazată pe amestecarea cu patru unde în

PCM; (b) PCR bazată pe retrodifuzarea Brillioun stimulată în PCM.

Caracteristicile unice ale conceptului SBS sunt: (1) fasciculul primește o deplasare a frecvenței Δω pe drum foarte dus-întors prin PCR; și (2) PCM funcționează numai atunci când depășește un prag. Rezonatorul SBS nu are moduri longitudinale stabile din cauza efectelor ω, deci nu este cu adevărat un rezonator. Cu toate acestea, poate rula liber uncii ω iese din curba câștigului. Aceasta o imită la funcționarea în impulsuri. PCM poate avea nevoie de un scurt impuls de excitație a pompei peste pragul de la un laser mic pentru a porni PCR.

Caracteristicile unice ale conceptului FWM sunt că performanța PCM depinde de calitatea ulmului pumoșilor, care provin ei înșiși din laserul de înaltă putere. Astfel, atât reflexivitatea, cât și distorsiunea de fază a PCM-ului pot fi cuplate la ele înselе prin energia internă a rezonatorului.

Structura secțiunii 3 este următoarea. În Secțiunea 3.2 oferim o analiză a energiei jmp într-un PCR. Aceasta include o discuție despre termodinamica de echilibru a unui CR, existența și stabilitatea puterii de ieșire în stare de echilibru. Din această analiză rezultă o îmbunătățire a puterii nete a sistemului datorită îmbunătățirii calității fasciculului de la con-uaarea de fază. În Secțiunea 3.3, analizăm distorsiunile și pierderile care pot afecta PCR la iah oowè Rezonatorul cu două PCM este discutat ca un posibilă soluție la distorsiunea PCM În secțiunea 3.4, menționăm câteva dintre tehnicile și problemele de extragere a

energie dintr-un PCR. În Secțiunea 3.5 reluăm conceptul MOPA cu conjugarea de fază și îl comparăm cu PCR. În fiecare secțiune, FWM este discutat mai întâi, iar SBS este comparat cu acesta.

3.2 Energia pompei pentru un PCR

Există trei moduri generice de furnizare a energiei pompei pentru PCM Folosind amestecarea cu patru unde într-un PCR, ilustrate în Figura 6. Ele pot fi descrise prin modul în care energia PCR este cuplată cu energia pompei: cuplată intern (Tipul 1); cuplat extern (Tipul 2); sau decuplat (Tipul 3). În laborator la putere scăzută, când laserele sunt disponibile, schema convenabilă este să construim PCM într-un laser și să folosiți un alt laser pentru a pompa PCM. Acesta ar fi o PCR de tip

3. Tipul 3 este singura configurație PCR cu amestecare cu patru unde care a fost demonstrată cu succes. θ'7 Ambele demonstrații, desigur, au fost la putere scăzută. La putere mare, Tipul 3 nu este neapărat cea mai bună schemă, după cum vom vedea.

Figura 6 Energia pompei pentru PCR: (a) PCR cuplat intern deviază o parte din puterea care circulă intern pentru fasciculele pompei; (b) PCR cuplată extern deviază o parte din puterea de ieșire pentru fasciculele pompei; (c) PCR necuplat utilizează un al doilea laser convențional pentru fasciculele pompei.

Un motiv important pentru utilizarea unui PCR în locul unui rezonator obișnuit este îmbunătățirea calității fasciculului și, prin urmare, creșterea puterii care este propagată în câmpul îndepărtat. Deoarece PCR-ul își cheltuiește o parte din energie pentru operarea PCM-ului, nu este clar că PCR-ul furnizează mai multă putere în câmpul îndepărtat decât ar face un rezonator obișnuit comparabil, chiar dacă PCR-ul are o calitate perfectă a fasciculului. Pentru a decide dacă există vreun beneficiu în conjugarea fazei intracavitate de mare putere, trebuie să determinați care concept PCR, dacă există, poate furniza mai multă putere decât laserul obișnuit comparabil.

În acest context, „comparabil” poate însemna cost egal, simplitate de operare, dimensiune sau o altă cantitate importantă pentru întregul sistem. Ingineria rezonatoarelor PC este încă prea primitivă pentru a estima fiabil oricare dintre acești parametri. Dar se poate face o comparație pur termodinamică între PC și rezonatoare obișnuite. Mai exact, se pot compara PC-ul și rezonatoarele obișnuite pe baza eficienței energetice, adică puterea livrată către câmpul îndepărtat pentru o putere egală de intrare în cavitatea laserului. Comparația este independentă de detaliile de proiectare ale pompei laser, reformulate ca putere la câmpul îndepărtat, pentru un câștig intrinsec egal și o pierdere pe trecere.

3.2.1 Putere de stat Steaoy

Un rezonator obișnuit este descris de câștigul exponențial la rece Go per trecere, pierderea exponențială intrinsecă pe trecere și reflectivitatea puterii de ieșire (feedback) Ro = e_2To (se presupune că reflectorul din spate are reflectivitate =1). Puterile de interes în regim staționar sunt puterea medie de circulație internă P¿, puterea Pe emisă de inversiunea populației și puterea de ieșire Po. Normalizate la puterea de saturație de 3db Ps, acestea sunt (pe mod):

2

P = 2 (G - L. - T) e oi o

1 - e

2 T o

(G - L. - T) oi o

(16)

(17)

(18)

O decuplare optimă TOΰ rezolvă ecuația transcendentală

2 T

e °P- 1

2 (L. + T

,e 1 °P / 2

2 (G - L. - T) (de ex

oi op l

1

(19)

a PCR h -2Tc(Pp) reecția 2 ca Eq.

câțiva parametri suplimentari. puterea pompei

Pn este

Puterea

intrare la PCM.

reflectivitatea PCM

Un model similar pentru Tc,

folosit in

care este de obicei

R,

Tip

1:

P

P

Tip

2:

- în tan κ l o

klLc

(20)

mic. Puterea pompei Pp

depinde de PCR tyoe:

A

,   -2 T

(2 e - ε2) e °

P = ab(e).Po

o

(21)

unde e = reflectivi se pierde până la PCM)

de

P

P

divizorul de fascicul deturnându-se

A

P o

(22)

energie către pompă și a = atenuare

Tip 3: P = parametru independent

prin urmare, puterile P¿, Pθ, Pp f°r PCR sunt

G

Tip ! P = ------,— °____________,

i L. - /n (1 - e) + T + T i   o c

G

ТУPe Pi = .L. + t° TT" " 1

2,3: i o c

Tip 1 P = 2 (G - L. + in (1 - e) - T - Te)

1 toIy

tip P = 2 (G - L. - T - T)

2 3: eo IO c

Tip 1: Rth

Tipul 2: Rth

-2 (L; -in (1 - e) + Tθ + Tθ)

1 - e

2 (1 -e)

1

1 - e o

-2 (Li + To+Tc) e

(Go-Li+£n(1-d-To-Tc)

(G - L. o i

(23)

(24a)

(24b)

(25a)

(25b)

(26a)

(26b)

Tip 3:

P

2

o

(26c)

Încercați să faceți outcouding To pentru PCR nu este necesar.!'/ la fel ca ootimal Top pentru rezonatorul obișnuit. Relațiile de flux de putere ale PCR sunt rezumate în Figura 7. Sistemul nonii-aproape al Ec. (16) la (26) pot fi rezolvate numeric pentru puterile steadv-st'te P-[, Pe, Po ale rezonatorului obişnuit şi ale PCR.

p

PĂRERE

OGLINDĂ

CÂŞTIG MEDIU

b(e)P0

(TIPUL 1)

(TIP 3)

Figura 7. Fluxul de energie în PCR

Pentru PCM nu orice soluție este fizică. Soluțiile admisibile trebuie să satisfacă o condiție și o condiție de conservare a energiei.

Câștig: La starea de echilibru, câștigul fierbinte sau încărcat este egal cu pierderea totală (pe trecere). Un PCM cu Rc >1 poate conduce la amplificarea negativă la soluția de stare staționară, care este neplăcută. Soluţiile admisibile au

Tipul 1 :

(27)

Tip 2,3:

(27)

Energie? Bilanțul energetic detaliat trebuie să se mențină la PCM în stare de echilibru. PCM redirecționează puterea pompei Pp în fasciculul reflectat Rc· Pl și fasciculul transmis T*·P·[. Atât Rc, cât și T* pot depăși unitatea. Pentru modelul PCM simplu al ecuației (20), T = 1 + Rc. Cea mai generală stare de energie pe PCM este

În plus, PCR trebuie să îndeplinească un test general de conservare a energiei:

Tip 1,2:

P

(29a)

Tip 3:

£.

1 + t*/r

* c

(29b)

Puterea PCR posibilă fizic satisface ecuațiile. (16) până la (30).

3.2.2 Compararea performanțelor

grindă

Po//3 2 este o itate a tem the

1S exP-!sed de parametrul β, unde puterea câmpului îndepărtat este proporțională cu min?mnmCt ?eam 1бĬ β _1)· Având în vedere că laserul are câștig și pierdere. Du-te, Lì, acolo

valoarea minimă a calității fasciculului astfel încât, dacă rezonatorul obișnuit are cal-. ' tne PLK poate (nu poate) să furnizeze mai multă putere câmpului îndepărtat dacă (3<B } Чo β -ia uño₽r\UbUtY "б·^='θ".at whieb un sistem PCR poate fi egal cu a^oSinSry lase/ Sy" unaer cea mai optimistă presupunere că PCR -■ ·

soluții neliniare pentru laser

va avea o calitate perfectă a fasciculului. Din putere, calculăm pragul de rentabilitate ca

Tipul 1,2: β m

Tip 3:

Pθ (obișnuit)l^2

Pθ (PCR)

(30a)

Pθ (obișnuit) + p

Pθ (PCR)

(30b)

este prezentată în figura 5 pentru o PCR reprezentativă de tip 2 și tip 3.

(a) PCR de TIP 2 (b) PCR de TIP 3

Figura 8.

Reducerea energiei PCR. (a) Calitatea pragului de rentabilitate convențională a fasciculului pentru o PCR de tip 2 trasată în funcție de reflectivitatea divizorului de fascicul extern e. ^Laserul are r,¿ = 0,01, Go = 6,0 pentru o putere de ieșire convențională de 11,04. PCR-ul are To = 4,0. Sunt prezentate două valori ale eficienței PCM ko; (b) Calitatea fasciculului convențional de rentabilitate pentru o PCR de tip 3 reprezentată grafic în funcție de puterea pompei (normalizată la puterea optimă a rezonatorului ordinar). Laserul are = 0,05. PCR nas To = TOp și KQ = 5 x 10-4. Sunt afișate trei valori ale câștigului Go.

Performanța PCR este limitată de PCM. Modelul PCR descris mai sus indică cel mai bun lucru care poate fi obținut printr-o PCR. Un test calitativ al cât de realiste sunt aceste predicții să se uite la raportul Fp¿ dintre puterea umo și puterea laserului intern la PCM. Majoritatea datelor de laborator despre FWM se aplică regimului FDf>10. Când FO| 10 PCM d (scurtările la faza conjugată și mai multe procese concurente degradează performanța PCM (Secțiunea 3.3). De asemenea, Rp este de obicei un număr mic. Reflectivitatea RC>1 a fost observată, dar numai în sisteme foarte speciale. Regimul „realist” al operațiunii PCR are Fdí>>1 și Rc < 1. Figurile 9 și 10 arată Rc și Fp¿ pentru aceleași PCR ca în Figura 8.

Figurile 8-10 arată că PCR este justificată (din punct de vedere energetic) numai dacă rezonatorul obișnuit echivalent are o calitate a fasciculului destul de slabă. Tvpe 2 PCR funcționează la

figura 9.

Performanța PCM a PCR de tip 2. puterea de la PCM reprezentată în fig. 8a; (b) Reflexivitatea

(a) Raportul dintre puterea de descărcare și reflectivitatea divizorului de semnal incident, pentru același laser al PCM, pentru același laser ca în Fig. 8a.

(a) (b)

Figura 10. Performanța PCM a PCR de tip 3. (a) Raportul dintre puterea pompei și puterea semnalului incident la PCM reprezentat grafic în raport cu puterea pompei pentru același laser ca în Fig. 8b. (b) Reflexivitatea PCM, pentru același laser ca în Fig. 8b.

marjă de „realism”, necesitând reflectivitate destul de mare de la PCM la un raport de pompare scăzut Fpi· De asemenea, PCR de tip 2 este foarte sensibil la KQr care reprezintă performanța PCM la puterea unității de pompă; ko și Pp trebuie să fie precise și stabile pentru ca PCR să funcționeze. Tvpe 3 PCR este oarecum mai îngăduitor -- o gamă largă de parametri de design va oferi în esență același 0т. PCR de tip 3 apare mai bine decât tipul 2, dar diferența este iluzorie. Calculul de tip 3 presupune că PD de ieșire completă a „laserului pumo” este

availaole pentru a conduce PCM, dar pentru coniugarea fazei de înaltă fidelitate, acest pumo trebuie să fie filtrat spațial. Aceasta ar reduce puterea pumo la $P\rho/\beta2$ și ar reduce raportul Fpi corespunzător. După ce se face această corecție la rezultatele de tip 3, regiunea „realistă" Rc__Fpi pentru tipul 3 și Tvpe 2 a dat un punct de întrerupere similar. PCR de tip 1 are o performanță anticipată similară cu cea de tip 2.

3.2.3 Stabilitatea PCR

Ecuațiile (16) până la (30) descriu puterea limită la starea staționară a PCR folosind FWM. Dar modelele Type 1 și 2 nu vor funcționa neapărat într-o stare de echilibru -- pot fi dezactivate (la putere). Reflexivitatea PCM Rc este puternic cuplată la Pj_ și Po, ceea ce poate provoca un feedback pozitiv al fluctuațiilor de putere.

Stabilitatea PCR poate fi explorată cu un model simplu de ecuație a ratei pentru laser. Pentru aensitatea fotonului u și inversiunea populației N și pentru o rată de emisie stimulată în rezonatorul încărcat al lui Bu, ecuațiile ratei (neglijând emisia spontană și blocarea stării fundamentale) sunt

ü = NBu-u/t(31 a)

r '

Ñ = r - NBu - N /T(31b)

Aici,

t _ n£ 1

lr c L. + T + T <32)

I o c

este timpul mediu de rezidență al fotonului în rezonator, r este viteza de pompare a populației.

inversiune, soluția este și τ este timpul de relaxare al inversării populației.

u Sau/r - 1 O

Br(33a)

NU= i/Btr

unde ro = (BtrT) este rata pragului de explozie. Pentru fluctuațiile awav de la starea de echilibru

U = % + U1 (t)(34)

N = Nu + N1 (t)

ecuațiile ratei sunt .u t' ". = N. Bu + –Л u 11 o2 U1(35a)

r

N. N1 = - N Bu - N Bu, - -i '»O1T(35b)

feedback-ul uL prin intermediul PCM. Acest sistem o?

Ec. (35a) se rezolvă ca

Termenul tf = d tr/du în ecuațiile de ordinul întâi poate

θ-fft +iwt

U1

(36)

2

ω2

■ - 1

o______

T

tu t'

O r

t2

(37a)

u

o

t2

r

(37b)

1

2

1

1

4

• - 1 o

În general

UO Vr t2

d T

__c du

(38)

Ebr simplu PCM

de Eq. (20)

u t' sau t2

2c /_____]_

ni Ur

' c

Vr

c

un retan

Vr

c

(3 9)

Pentru 0 < Rc < 1

(39) poate fi scris ca

Ec.

T + T oc

uco

nf

uo

uo t2

t

Inspecția Ecs. (37) și (40)

arată că pentru Rc mic

2

ω < 0 pentru L. + Tθ + Tc < π/2

(40)

(41)

Apoi, fluctuația densității fotonilor nu se atenuează, ci crește exponențial. În acest caz, PCR nu este stabil la starea de echilibru u .

În Figura 11, puterea de ieșire în stare staționară este reprezentată grafic pentru mai multe PCR-/Гуре 1. Liniile întrerupte sunt regimuri instabile de funcționare. Castigul la rece Go trebuie sa depaseasca Lj + To + Tc pentru ca laserul sa fie posibil. Prin urmare, Go trebuie să depășească a. pragul pentru funcționarea stabilă în regim de echilibru. Pragul depinde de Rc; prin Ec. (41), pentru Rc ~ 1, avem nevoie de Go>7t/2 pentru stabilitate. Se pare că PCR de tip 1 sau 2 cu un câștig modest pe trecere nu poate funcționa la starea de echilibru, dar ar trebui să ruleze într-un mod cu impuls scurt. În plus, regimul cel mai scăzut (cel mai eficient PCR) se află la limita stabilității. Într-o PCR cu câștig mare, un beneficiu potențial β ar trebui să fie sacrificat pentru stabilitatea PCR.

Figura 11.

Stabilitatea Tvpe 1 PCR. (a) Puterea de ieșire a unui PCR de tip 1 trasată în funcție de reflectivitatea divizorului de fascicul intern e. Laserul are Lq = .01, To = Tor), = 2.0. Liniile întrerupte sunt valori instabile ale puterii. Liniile continue sunt valori stabile. Sunt afișate trei valori 0"· ale câștigului Go; (b) Calitatea fasciculului convențional prag de rentabilitate β^ a PCR de tip 1 reprezentată pentru același laser ca (a). Liniile întrerupte sunt valori instabile. Liniile continue sunt valori stabile. Trei valori ale gain Go sunt afișate.

3.2.4 Parasitii

„3. . În cazul în care ЇΛМ folosește amestecarea deinerată cu patru unde, fasciculele pompei din PCM sunt inel contraprooa-g. . Energia maximă care nu se împrăștie în undele coniugate (Rc) sau transmise (T) sau într-un alt fascicul cuplat neliniar poate reveni prin fasciculul optic al pompei.

^1П rs intră în PCR ca fascicul parazit. Apăsarea soarelui acestor paraziți nu va fi ft?^ fA 1 general^ unele kinb de înaltă putere un-wav svstem optice va. fi

Pentru PCR de tip 3, feedback-ul pompei

cel

' и ' 1 ·11 у '' ' ir iii, ьи ш е

cerute in patnul grinzilor oump.

´Y o cale de întârziere de o°^Cd^ (dacă PCR rulează în scurte puise) între PCM, dar acest lucru nu se poate aplica PCR-ului Tvoe 1 și 2 cu auto-pompare.

sistemul va fi ar putea fi suppres-oumpinq laser ani

3.2.5 PCR folosind SBS

Wh../i. Dacă PCM io bazat pe respingerea Brillioun stimulată, există două configurații generice ale PCR, ilustrate în Figura 12. Reamintim că PCR care utilizează SBS trebuie să funcționeze într-un mod pulsat. PCR-ul „moale" începe oscilația ca un rezonator obișnuit și se transformă într-o PCR atunci când Pд depășește pragul pentru SBS. PCR-ul „dur" folosește o pompă cu laser pentru a excita PCM, așa că această schemă începe să funcționeze ca o PCR. Ambele scheme au fost demonstrate experimental. 13

SBS

CELULA

PCR HARD

POMPĂ LASER

PCR moale

Figura 12. Concepte PCR Bsing SBS. (a) Conceptul de rezonator „moale". Acesta este un laser obișnuit sub pragul SBS și un PCL deasupra pragului; (b) Rezonator „dur". Laserul extern cu pompă menține o sursă incidentă la laserul PCM, pragul pentru SBS.

O problemă comună atât PCR-urilor moi, cât și celor dure este că oglinda SBS funcționează bine numai pentru intervalul de energie al grapei peste prag. Când intensitatea incidentă pe PCM depășește un mic multiplu al pragului SBS, interacțiunile neliniare suplimentare degradează fasciculul, producând o undă de întoarcere distorsionată. Figura 13 prezintă rezultatele unui experiment PCR utilizând configurația Nard. Rețineți că „energia din găleată", o măsură a calității fasciculului, se degradează rapid odată cu creșterea excitației SBS. Deoarece frecvența de laser a PCR utilizând SBS trece prin curba de câștig în timpul fiecărei impulsuri, o anumită fluctuație a intensității la PCM este inevitabil.

PCR-ul moale este mai sensibil la acest interval de pompe decât PCR-ul dur. La începutul procesului, PCR-ul soft are pierderi mari din cauza frontului de undă de calitate slabă a fasciculului incident pe filtrul de mod. Mediul de câștig trebuie să fie puternic mărit pentru a aduce Pj peste pragul SBS. Odată ce depășește pragul SBS, PCM îmbunătățește calitatea fasciculului și pierderile la filtrul de mod scad - PCM acționează ca un comutator Q atunci când se pornește. Acest lucru crește dramatic fluxul la PCM, ceea ce distruge calitatea conjugării de fază. Prin urmare, PCR-ul moale se stinge singur.

3.3 Probleme pentru PCM reale

3.3.1 Zgomot de la mecanismele concurente în FWM

Deoarece calitatea fasciculului este preocuparea primordială pentru rezonatoarele PC cu energie mare, orice sursă mare de zgomot din PCM care poate duce la o degradare a fidelității conjugării fazelor este o problemă potențială. Unele dintre aceste surse au oriqin-ul în aceeași neliniaritate de ordinul trei care este responsabilă pentru producerea conjugatului de fază. Cele mai importante două mecanisme sunt:

(1) Efecte locale de auto-focalizare. Acestea sunt de așteptat să se manifeste ori de câte ori fasciculul pompei posedă efecte semnificative de amplitudine transversală prin modulații spațiale ale indicelui local de refracție. Cuplarea încrucișată între oricare dintre modurile de undă plană ale pompelor are ca rezultat o anumită distorsiune a fasciculului conjugat. Distorsiunea poate deveni și mai gravă atunci când fasciculele incidente și/sau reflectate au, de asemenea, orice variații transversale semnificative de amplitudine.

Figura 13. Rezultate experimentale pentru rezonator SBS dur (din Ref. 13).

(2) Efecte de polarizare neliniare de ordinul trei concurente. În timp ce conjugarea de fază în FWM este furnizată de termi de polarizare neliniară de forma e1 e2 Ej* și Ep Eg Er*, pot fi prezente alte seturi de termeni de polarizare potriviți de fază care implică același XNL^3). Astfel, un termen de forma X^p/3) Ep Eg Ep* dă naștere la o undă nedorită de propagare înapoi cu o fază care este egală cu cea a câmpului incident mai degrabă decât cu conjugatul său complex . Aceasta este ca o reflecție obișnuită. Acest proces are un impact maxim atunci când o geometrie coliniară este utilizată în celi DFWM, deoarece este exact potrivită în faza acolo. În aceste condiții, reflectivitatea calculată a lui Rn = tanh2(KLc) (în comparație cu Rc = tan2(KLc) pentru procesul de conjugare a fazelor) înseamnă că cu cât este mai mic Rc, cu atât este mai mare fracția de componentă neconjugată în propagarea globală inversă. grindă. Am constatat, totuși, că micile devieri de la geometria perfect coliniară afectează puternic contribuția acestui proces. Mai exact, pentru unghiul θ dintre semnalul incident și pompă reflectivitatea este

(θ)

κ2 L2 tanh2 (θ' L)

C 2 c

9 2 2

„2Lc+“,

L2 tanh2 p LJ

c 2 c

(42)

Unde

κ (1

- cos θ)

1/2

a

2

un PCM de amestecare cu patru unde degenerat, cu potrivire de fază. To raportul Rn (0)/Rc la două valori ale lui κLo și

pentru

în figura .14 concluzionează că sii

în timp ce Rq este independent de θ, ilustrăm acest punct, omitem două lungimi de undă diferite. Colinearitatea este de dorit, în special atunci când reflectivitățile conjugate sunt mici (Rc< < L, K Lc< < 1) .

3.3.2 Efecte de depletie pompe

Aproximația pompei neepuizate utilizată până acum este justificată atâta timp cât oemul incident și coniugatul său pot fi considerate slabe în comparație cu pompele. Atunci când această ipoteză nu mai este valabilă, efectele de depliere a pompei pot rezulta în relectivități drastic reduse, precum și unele distorsiuni transversale introduse în conjugatul de fază datorită unei reflectivitati neuniforme, dependente de spațiu.®'14

3.3.3 Efecte de lungime a coerenței

Când se folosește un laser separat pentru a furniza pompele pentru celi PCM, considerațiile privind lungimea coerenței pun unele limitări practice asupra eficienței și fidelității procesului de conjugare. Astfel, sa constatat că mediile de conjugare trebuie să răspundă cu suficientă viteză și eficiență pentru a depăși constrângerile incoerenței obiectului și a undelor de pompare.

REFLEXIA ORDINARĂ

REFLEXIA CONJUGATĂ

Figura 14.

reflectivitate irmală versus conjugată la PCM. Raportul de reflectivitate normal versus conjugat Rn/Rc 1® este reprezentat grafic în raport cu unghiul dintre undele de pompă și semnal. Sunt prezentate două valori ale lui κ și λ.

absorbanții necesită un timp finit pentru ca saturația să fie stabilită. Deoarece emisia spontană este incoerentă, este posibil să nu fie conjugată foarte eficient, afectând astfel pornirea laserului. Alte efecte, cum ar fi lumina coerentă împrăștiată de la pompe, pot fi importante în considerarea modurilor de oscilație ale unui astfel de rezonator, deoarece caracteristicile modului său pot depinde de mecanismul prin care a fost stabilită oscilația.

3.3.4 PCM non-ideal - limitări mari de energie

O considerație importantă atunci când PCP trebuie să funcționeze ca un rezonator de mare putere este calitatea slabă a fasciculului pompelor, deoarece acestea trebuie să provină și de la un laser de înaltă energie, eventual chiar același. Dacă pompele sunt în vreun fel distorsionate, aceste distorsiuni vor fi transcrise pe câmpul reflectat, diminuând astfel fidelitatea conjugatului de fază. Aceasta înseamnă că doar distorsiunea acumulată de semnal va fi eliminată. * Distorsiunea adăugată de pompe va rămâne, degradând astfel calitatea fasciculului*, precum și afectând structura modului transversal și pragul de oscilație considerat mai devreme. De fapt, dacă atât pompele, cât și fasciculul incident sunt derivate din același laser, unda reflectată rezultată va conține practic aceeași distorsiune de fază ca și câmpul original, mai degrabă decât conjugatul său complex. Astfel, distorsiunile de fază intracavitate nu numai că nu vor fi corectate, ci chiar pot fi dublate la fiecare trecere dus-întors!

Un astfel de PCR pare să nu ofere niciun avantaj față de un rezonator obișnuit, în ceea ce privește aualitv fasciculului. Chiar dacă pompele sunt derivate dintr-un laser separat, ele trebuie să fie de o calitate mai bună decât semnalul în sine pentru ca procesul de conjugare a fazelor să fie Afective Dacă considerentele energetice permit filtrarea parțială, evitând în același timp efectele de deplétion* ale pompei, o analiză generală a modului transversal. structura poate fi transportată

afară. Problema este totuși considerabil mai complicată, deoarece implică integrala dublă completă a ecuației. (3) cu variații de amplitudine și de fază pentru PCM incluse. Formalv, aceasta înseamnă că un ecran de amolitudine de transmisie variabilă se află chiar în fața PCM-ului de forma g (x) exp [i 0 pcm (^) J (folosind notația noastră anterioară). Pentru variațiile transversale aleatoare, sunt necesare unele calcule numerice destul de implicate pentru a găsi modurile proprii stabile, precum și puterea optică în stare de echilibru.

3.3.5 PCR cu două PCM-uri

O modalitate de a atenua problema efectelor de distorsiune a pompei (chiar posibil la putere mare) este utilizarea unui PCR cu două capete, o configurație prin care ambele oglinzi sunt înlocuite cu PCM-uri. -> Dacă ambele PCM sunt pompate de același laser și se acordă atenție asigurării coerenței prin selectarea acelorași lungimi optice pentru ambele seturi de fascicule de pompă, atunci un PCM poate anula în principiu efectele de distorsiune a fazei pompei induse de celălalt. Dacă această schemă funcționează efectiv în practică este supusă unor

calcule suplimentare și mai detaliate, precum și unei demonstrații experimentale. Deoarece majoritatea caracteristicilor dorite ale PCR cu un singur capăt rămân în PCR cu două capete, această metodă poate constitui o soluție la problema curățării fasciculului, cu condiția să fie proiectată o metodă eficientă de decuplare. Trebuie să subliniem, totuși, că există o penalizare de energie seria în utilizarea acestei configurații cu două PCM.

3.3.6 Factori de inginerie

Chiar și la putere mică, PCM-ul, departe de a fi cutia neagră masivă din cifrele noastre, este de fapt un sistem optic delicat și complex. Vor apărea noi probleme dacă acest sistem optic trebuie să funcționeze la o putere medie mare. O dificultate evidentă va fi componentele otice pentru PCM, cum ar fi ferestrele și acoperirile. O altă zonă cu probleme este alinierea grinzilor în PCM. Funcționarea eficientă necesită ca fasciculele pompei și rezonatoare să fie colimate între ele într-o geometrie aproape coliniară. În funcție de tipul de pompare operațională (Figura 6), PCM poate necesita un element de partajare a deschiderii de mare putere pentru combinarea fasciculului. O a treia problemă va fi controlul termic al PCM-ului. La o putere medie mare, căldura reziduală semnificativă va fi deversată în PCM. Vor fi necesare schimbătoare de căldură, care includ eventual fluxul cu ciclu închis al mediului neliniar. Dacă PCM-ul are o deschidere mare (pentru a reduce încărcarea de putere pe optică), atunci uniformitatea termică în PCM poate fi, de asemenea, o problemă.

3.4 Decuplarea energiei

În secțiunea 2.3, analiza de ordinul întâi a fasciculelor gaussiene într-o PCR simplă a arătat că toate configurațiile optice ale PCR sunt stabile (au moduri proprii închise). Un rezonator obișnuit de mare putere are de obicei o configurație optică instabilă. Rezonatorul instabil este preferat deoarece oferă o calitate mai bună a fasciculului și pentru că decuplează convenabil fasciculul de mare putere. Cu PCR-ul stabil, energia sa este limitată, iar decuplarea va necesita inovații în proiectarea optică cu laser. Recalibra că ieșirea trebuie să fie la oglinda de feedback (pentru un PCR cu un PCM) pentru a profita de β îmbunătățit al PCR. În această secțiune menționăm câteva dintre cele mai promițătoare moduri prin care decuplarea ar putea fi realizată la o putere medie mare.

Decuplarea ar putea fi realizată printr-o oglindă de feedback parțial transmisivă. În funcție de lungimea de undă, absorbția și încălzirea acestei optici transmisive ar putea fi acceptabile. Intensitatea oglinzii de feedback ar trebui să fie suficient de scăzută pentru a evita deteriorarea optică în timpul transmisiei. În mod clar, aceasta nu este o soluție - la toate lungimile de undă. De asemenea, optica de feedback va absorbi întotdeauna ceva energie, se va deforma termic și va degrada calitatea fasciculului de ieșire.

O altă opțiune este de a face optica de feedback un dispozitiv Littrow cu oglindă cu rețea. Ordinul primar de difracție ar fi fasciculul de ieșire al laserului, în timp ce un ordin de difracție secundar ar fi retroreflectat înapoi prin PCR. Sau ar putea fi folosită o rețea

îngropată, unde reflexia speculară este emisă și energia difractată este feedback.

moduri de oscilație < în a_ PCR cu hard Dacă PCM

Modul este neconfinat.5 ar fi în aceste moduri.

a PCR-ului real

1 deschideri sau reflectivitatea este mare

Ar putea fi decuplat cu optica instabilă în mod obișnuit.

nu sunt multiple a

necondiționat Gaussian apertare fracțiune semnificativă de

stabil, poate fi energia PCR

De exemplu, instabil sau

O altă tehnică de decuplare într-un mod pulsat este evacuarea cavității. Să presupunem că PCR are două PCM, ambele funcționând la Rc ~ 1. Rezonatorul în acest mod de funcționare stochează cea mai mare parte a energiei din inversiunea populației. Cavitatea ar putea fi aruncată prin închiderea sau întreruperea fasciculelor pompei pentru pornire? ale PCM-urilor. Acest PCM va deveni acum un element optic liniar; dacă este transmisiv (cum ar fi un gaz), ar elibera energia stocată în cavitate.

3.5 MOPA laeor racluat în considerare

Omul/ al complicațiilor și dificultăților în conceptul PCR urmărește .înapoi la nevoia de grinzi de pompa de putere înalte. Puterea mare a pompei necesară trebuie extrasă din PCR propriu-zis sau dintr-un laser comparabil. Energia deturnată spre pomparea PCM nu este disponibilă pentru propagarea în câmpul îndepărtat. Fasciculele pompei pot fi atât de distorsionate încât PCM-ul crește erorile de fascicul sau puterea mare în sine poate genera mai multă distorsiune.

O rulare PCL într-o configurație MOPA ar putea evita toate aceste probleme. Conceptul MOPA este prezentat în Figura 15. Fascicul sondei de putere mică detectează distorsiunile frontului de undă în amplificatorul de putere. Revenirea de la PCM, compensând aceste erori, este sporită la putere mare. Acest concept a fost experimentali/ demonstrat la putere redusa cu SBS1^ si FWM1^ mir ro rs .

În MOPA-PC.L, structura de mod a laserului de mare putere este sclavă modurilor oscilatorului de putere mică. A1- putere mică, aceasta este ușor de controlat. PCM funcționează întotdeauna pe fascicule de putere redusă. Grinzile pompei, de asemenea de putere medie scăzută, pot fi controlate cu ușurință pentru puritatea modului. PCM funcționează în același regim ca majoritatea experimentelor de laborator privind

conjugarea de fază. Feedback-ul parazit al pompelor în oscilator este mai ușor de suprimat la putere scăzută.

Conceptul MOPA-PCL necesită un element de partajare a deschiderii (în realitate un sistem optic special) pentru a combina sonda și căile de ieșire. Acesta ar putea fi un grătar sau un element transmisiv. Cerințele privind sistemul de partajare a deschiderii pot fi relaxate dacă oscilatorul principal este ușor decalat în frecvență față de linia de câștig a amplificatorului. În acest caz, PCM-ul ar folosi amestecarea nedegenerată cu patru unde sau SRS pentru a muta revenirea conjugatului înapoi la linia de câștig. Dacă elementul de partajare a deschiderii poate fi construit, conceptul MOPA ar putea fi cel mai simplu PCL la putere medie mare.

3.6 Câștig mediu de conjugare de fază

Un consimțământ intrigant pentru un PCL este de a combina PCM și mediul qain într-un subsistem sinqle. Pe măsură ce un mod se propagă prin mediul de câștig, acesta este reflectat conjugat. Pe măsură ce această undă conjugată trece prin mediul de câștig, este amplificată. Astfel, laserul se conjugă singur și, sperăm, își corectează propriile distorsiuni ale fasciculului, fără a fi nevoie de un dispozitiv PCM seoarat. Acest PCL poate fi construit (în principiu) ori de câte ori mediul qain cu populație inversată are o susceptibilitate neliniară mare.

S-a lucrat foarte puțin cu privire la modurile de oscilație ale unui PCR cu acest concept, așa că este prea devreme să sugerăm configurația optică a unui astfel de PCR. PCM-ul acestui concept operează într-un regim de „răcire puternică" în care grinzile înainte, înapoi și pompă trebuie tratate în mod egal și pot fi de fapt identice. În mod clar, modelul simplu din Secțiunea 2 nu este adecvat pentru acest concept.

Un PCM care utilizează un mediu laser activ și rulat într-o configurație MOPA a fost experimental/demonstrat la putere scăzută de către FWM într-un laser C0218 și un laser cu vapori de Cu19. Reflexivitate conjugată mult mai mare decât unitatea (castigul) a fost observată în ambele sisteme. Chiar și câștig modest poate fi suficient pentru a face o PCR cu acest .concent, dacă o configurație optică cu . modurile pot fi găsite. Dacă câștigul conjugat foarte mare într-o singură trecere poate fi a'-hiev^d, un MOPA-PCL ar putea fi construit cu amplificatorul de putere fiind și PCM.

rezumat

Ideea PCL este foarte nouă. Doar cele mai simple concepte au fost studiate teoretic și s-au făcut doar câteva experimente de putere mică. În prezent, PCL este o curiozitate de laborator, cu promisiunea de a rezolva într-o zi problema calității fasciculului laserelor de mare putere. Dar înainte ca această promisiune să poată fi îndeplinită, trebuie rezolvate o serie de probleme practice neîntâmpinate încă în conjugarea fazelor sau laserele de mare putere. În această recenzie am încercat să evidențiem aceste probleme, cu speranța că un oarecare realism va intra în discuția despre sistemele laser conjugate în fază.

Problemele sunt atât de semnificative încât câștigul potențial al conjugării fazelor la lasere de mare putere poate să nu merite efortul necesar pentru a o realiza. Majoritatea dispozitivelor de mare putere trebuie să satisfacă multe cerințe de sistem și constrângeri concurente. Îmbunătățirea β a unui PCL poate veni în detrimentul încălcării unor alte cerințe. Ca orientare, se pare că un rezonator conjugat de fază ar fi util doar pentru un laser cu câștig mare și numai dacă laserul obișnuit are o calitate foarte slabă a fasciculului. Orice aplicație specifică de mare putere trebuie studiată cu atenție și în detaliu înainte ca conjugarea fazelor să fie acceptată în dispozitivul de mare putere.

Arbitrii

1. CR Giuliano, Fizica azi, p. 27 aprilie 1981.

2. B. Da. Zeldovich și VV Shkunov, SJQE 9, p. 379, 1979.

3. SA Collins, Jr., JOSA 60, p. 1168, 1970.

4. A. Yariv și DM Pepper, Opt. Lett. 1, p. 16, 1977.

5. AE Sregman, PA Belanger și A. Hardy, Stanford Technical Report, GL Report No. 3216, Dec. 1980.

6. RC Lind, DG Steel și JF Lam, Technical Digest of CLEO *81 Conférence, p. 192,

12 iunie 1981. '

7. J. AuYeung, D. Fekete, DM Pepper și A. Yariv, IEEE Jour. Quan. Elee. QE-15, p. 1180, 1979.

8. DM Pepper, Teză de doctorat (nepublicată), Cal. Inst. Tech., 1980.

9. PA Belanger, A. Hardy și AE Siegman, Appt. Opta. 19, p. 602, 1980.

10. JF Lam și WP Brown, Opt. Lett. 5, p. 61, 1980.

11. IM Bel'dyugin și AP Pogibel'skii, SJQE 10, p. 127, 1980.

12. 0. Yu. Nosach, Vo.I. Popovichev, VV Ragul'skii și AS Farzullov, JETP Lett. 16, p. 435, 1972.

13. SA Lesnik, MS Soskin și AI Khizhnyak, Sov. Fiz. Teh. Fiz. 24, p. 1249, 1980.

14. WP Brown, Technical Digest of CLEO '81 Conférence, p. 190, iunie

12, 1981.

15. F. Wu, Perkin-Elmer Corp, raport nepublicat.

16. WM Grossman și DM Shemwell, Lasers '79 Conférence, decembrie 1979.

17. IG Zubarev, AB Mironov și SI Mikhaflov, SJQE 10, p. 1179, 1980.

18. IJ Bigio, BJ Feldman, RAFisher și EE Bergmann, SJQE 9, p. 1365, 1979.

19. FV Bunkin, VV Savranskii și GA Shafeev, Kvan. Elee. 8, p. 1346, 1981.

Conjugarea fazei optice în (Hg,Cd)Te

PW Kruse, MA Khan, JF Ready Honeywell Corporate Technology Center 10701 Lyndale Avenue South, Bloomington, Minnesota 55420

Abstract

Conjugarea fazelor optice prin amestecarea cu patru unde degenerată și spin-rezonantă în Hg^_ Cd Te a fost studiată. Au fost identificate trei mecanisme: non-parabolicitatea benzii de conducere, rezonanța spinului electronic și plasmă fotoexcitată. Valorile de susceptibilitate neliniară de ordinul trei pentru valorile x de 0,216 - 0,232 variază de la 10"8 - 10-7 esu (nonparabolicitatea benzii de conducere) până la 'УIO-! esu (rezonanţa spinului electronului) până la ^3 x 10~2 esu (plasmă fotoexcitată). Aceste măsurători sunt utile în evaluarea potențialului Hgi_xCdxTe pentru corectarea distorsiunilor frontului de undă prin conjugare optică de fază.*

Introducere

iï?l-xCdxTe este un semiconductor din aliaj care a găsit o utilizare pe scară largă în detectoarele cu infraroșu (l). Prin ajustarea raportului dintre Hg și Cd în timpul creșterii cristalelor, compoziția poate fi ajustată între cea a CdTe (x = 1) și HgTe (x = 0). Compoziția de cel mai mare interes pentru detectoarele în infraroșu este x = 0,20, pentru care decalajul de energie este de 0,1 eV la 77K. Pentru 0,15 <_ x < 0,27 banda de conducere este neparabolica, iar masa efectivă a electronului me la partea de jos a benzii este mică, de exemplu, me s 0,001 meo la x = 0,20, unde meo este masa electronului liber.

Aceleași proprietăți dau naștere la susceptibilități mari neliniare de ordinul trei pentru un decalaj mic (adică 0,15 < x <. 0,27) Hg-^_xCdxTe. În urma investigațiilor anterioare ale laserilor Raman spin-flip și amestecarea rezonantă cu patru unde ^), am studiat recent conjugarea fazei optice în Hg^_xCdxTe atât prin amestecarea degenerată cu patru unde, cât și prin amestecarea cu patru unde spin-rezonantă, în modurile înainte și reflectorizante. Conjugarea fazelor a fost studiată prin trei mecanisme, și anume banda de conducere nonpar aboi icy \ plasmă fotoexcitată^' și rezonanța spinului electronic^). Aceste experimente sunt discutate mai jos.

Conjugarea de fază optică este potențial utilă pentru corectarea distorsiunii frontului de undă în optică pentru laserele de mare putere. Măsurătorile descrise aici sunt utile în evaluarea potențialului Hgi_xCdxTe în această aplicație.

Mostre Hgi_xCdxTe

Au fost utilizate patru mostre de tip n de Hgi_xCdxTe, vezi tabelul 1. Marginile lor fundamentale de absorbție au variat în funcție de temperatură și valoarea x, astfel încât intervalul acoperit a variat de la 6,1 pm la 295 ° K pentru x = 0,232 până la 12,4 pm la 12 ° K pentru x = 0,216. Aceasta a cuprins lungimea de undă de operare a laserelor C02 utilizate pentru pompă și sursa de semnal. Au fost folosite lungimi de undă în intervalul de la 10,3 la 10,6 pm. Probele Hg^_xCdxTe sunt sub formă de cilindri circulari drepti cu diametrul de 12,7 mm și grosimea de 0,5 până la 0,75 mm. Fețele largi sunt extrem de lustruite și paralele.

Tabelul 1.Hgi xCdxTe Probe

	Margine de absorbție electron extrinsecă (pm)
probei	(mm)x ValoareConcentrație (cm 3)12 K77 K295 K
1	0.50.2321 x 10159.88.66.1
2	0.50.2318 x 10159.98.76.1
3	0.50.2258.4 x 101510.89.36.4
4	0.50.2167 x 101512.410.46.8

Experimente de amestecare cu patru unde degenerate

Aranjamentul experimental pentru studierea conjugării fazei optice prin amestecarea degenerată a patru unde atât în modul direct cât și în cel reflectiv este ilustrat în Figura 1. Pentru acele condiții experimentale în care marginea de absorbție este mult mai mică decât lungimea de undă CO2, astfel încât fotoexcitația intrinsecă să nu fie posibil, laserul este un laser C02 TEA care funcționează la 10,6 pm cu o lățime de puise de 200 nsec. Divizoarele de fascicul ZnS sunt folosite pentru a produce fasciculul de sonda și contrapropagarea fasciculului Pumn Semnalul reflectat conjugat de fază revine de-a lungul jurământului fasciculului sondei la un divizor de fascicul ZnSe , care o reflectă la un detector, osciloscop și înregistrator Ge:Cu. Fasciculele orobe și pumo de pe eșantion aveau un diametru de 5 mm. Semnalele în modul înainte nu folosesc "pompa de contrapropagare din sens invers (liniate).

linia). Se folosesc aceleasi echipamente de detectie. În ambele cazuri, faza dispare atunci când semnalele pompei sau ale sondei sunt blocate.

semnal conjugat

Figura 1. Aranjament experimental

Când condițiile de operare sunt astfel încât lungimea de undă a laserului și marginea de absorbție a probei coincid, un laser CW CO2 înlocuiește laserul TEA. Pentru a evita încălzirea probei, fasciculul

este tăiat mecanic cu un ciclu de lucru de 2%. Radiația care cade pe eșantion este nefocalizată.

Figura 2 ilustrează datele tipice pentru funcționarea în modul reflectorizant în condițiile în care lungimea de undă de pompare (10,6 pm) este mult mai mare decât lungimea de undă a marginii de absorbție, astfel încât nu are loc fotoexcitația intrinsecă. 1^ și Ig, intensitățile pompelor de contrapropagare concentrate pe eșantion, au o medie în intervalul 10^-10^ W/cm^. Coeficientul de reflexie al puterii, definit ca raportul dintre puterea semnalului conjugat de fază și puterea obținută atunci când proba este înlocuită cu o oglindă Au normală fasciculului sondei, crește odată cu propagarea contorului de putere a pompei la o valoare de vârf de ^8% . Motivele comportamentului de saturație nu sunt înțelese.

Figura 2. Coeficientul de reflexie al puterii în funcție de pompa de contrapropagație intensifică 1^ și I2

Eficiența tipică de conversie a puterii pentru funcționarea în modul direct când marginea de absorbție este mai mică decât lungimea de undă a pompei de CO2 este ilustrată în Figura 3. Eficiența conversiei puterii este definită ca puterea conjugată a fazei care ajunge la detector în direcția înainte împărțită la aceea. ajunge la detector atunci când radiația pompei este reflectată de o oglindă Au către detector în direcția înainte. Se văd valori similare ale eficienței conversiei puterii, dar nu se găsește saturație în intervalul indicat.

Figura 3. Eficiența conversiei puterii în funcție de densitatea puterii pompei pentru amestecarea degenerată cu patru unde

Coeficientul de reflexie al puterii conjugate de fază Pc (mod reflex) sau eficiența conversiei puterii Pc (modul înainte) este dat de (^)

1024П4ω2I1I2IX(3)|2L2 n^c^

(1)

unde ω este frecvența optică, Ij și I2 sunt intensificațiile pompei de contrapropagare, n este indicele de refracție la lungimea de undă a pompei, c este viteza luminii și L este o lungime efectivă de suprapunere, dată de

T 2 z 1-e 2 -ай,

L = (-----) e

(2)

Aici a este coeficientul de absorbție optică la lungimea de undă a pompei și £ este grosimea probei. Expresia pentru χ^3) depinde de mecanismul neliniar de ordinul al treilea. Când lungimea de undă a pompei este mai mare decât lungimea de undă a marginii de absorbție, mecanismul responsabil este neparabolitatea benzii de conducere.

Conform lui Wolff și Pearson^8)> X^p din cauza neparabolității benzii de conducere este dată de

(3)

n

%θ4 i 1 4m2Egco4 [E2-(Πω)2J

1· + 3 Eχ

5 De ex

1 + 4 Șl

V

(3)

unde no este densitatea electronilor liberi, me este masa efectivă a electronului în partea de jos a benzii de conducție, e este sarcina electronică, Ef este energia Fermi măsurată din partea de jos a benzii de conducție și Eg este energia interzisă gau . Valorile XC3) calculate din datele experimentale și Ec. (1) sunt comparate cu X^3) pп Tabelul 2. Este prezentată o bună concordanță între teorie și experiment. Valorile sunt în intervalul 10~8-10~7 esu.

Tabelul 2. Comparația valorilor X^3^ măsurate experimental cu

Valori calculate pe baza non-parabolității benzii de conducție

Probă

1

2

3

4

X° 2(295K) , (esu) Teoretic 1,2 x 10'8 1,5 x IO-8 3,4 x IO-8 2,1 x IO"8

Modul reflectat

X(3^(77X), (esu)

X(3)(12K), (esu)

Experimental Teoretic Experimental Teoretic Experimental

4,8 x 10-8 3,6 x ю-θ5,2 x 10-8 3,2 x 10~81,0 x 10~7

5,4 x 10-8 3,3 x 10-8 3,4 x 10“7 3,7 x 10~73,5 x 10-7

6,3 x IO"8

1,9   x 10~7_________________________________z_____________-

Modul înainte

X(3)(295K), (esu)

Experimental teoretic

1,2 x IO"8 2,0 x IO'8

3,4 x 10-8

5,2 x 10"8

Când lungimea de undă a laserului COg coincide cu marginea de absorbție a probei, plasma fotoexcitec de electroni devine mecanismul neliniar de ordinul trei dominant. Figura 4 ilustrează coeficientul de reflexie al puterii a două eșantioane în aceste condiții. Rețineți că puterea medie a pompelor de contrapropagare este de 0,1-10 W/cm . Panta este o măsură a lui χ'Ό. Aceste date sunt interpretate în lumina teoriei lui Jain et al.(9) în care Xpp^ este dat de

o

(3) _ pance τ

XPP 8Π m , Hm3 5

eh

(4)

unde n este eficiența cuantică, a este coeficientul de absorbție, n este indicele de refracție, niph este masa ambipolară efectivă, c este viteza luminii, e este sarcina electronică și ΰω este energia laserului pompei. Durata de viață efectivă τ este dată de

T = TDTR/(TD+TR)   (5)

unde tr este timpul de recombinare și ip este lungimea difuziei ambipolare. Pentru geometria folosită, ip este

td = (Л2/4П2)/Da;   (6)

unde Λ este perioada de rețea formată de fasciculele frontale și de sondă și Da este constanta de difuzie ambipolară.

Figura 4. Coeficientul de reflexie al puterii în funcție de intensitățile pompei de contrapropagare 1-^ și I2

Tabelul 3 compară valorile lui X^3^ calculate din datele experimentale și Ec. (1) cu valorile Xpp' calculate din Eq. (4). Se arată din nou un acord bun. Rețineți că aceste valori X^3^ datorate plasmei electron-

găuri fotoexcitate sunt cu 5-6 ordine de mărime mai mari decât acestea datorită neparabolității benzii de conducere.

(3 Ί

Tabelul 3. Comparația valorilor χ măsurate experimental la 77K cu valorile calculate pe baza plasmei cu gaură de electroni fotoexcitată la 77X

Proba 3 4 2 μθ(oπι /Vsec)a(cm 1) 30 30ττ)(sec) 2.2xl0~3 2.0x10-8Ty>(sec) IxlO"7 8x10-8Y(3)(esu) (77K)
4 9x10q IxlO5 Teoretic 9,2xl0-3 8,4xl0-3Experimental 3xl0-2 3xl0-2
patru valuri cu rezonanță în spin

Aranjamentul experimental pentru amestecarea cu patru unde electron-rezonantă este ilustrat în Figura 5.

Figura 5. Aranjament experimental pentru conjugarea fazei optice prin amestecare cu patru unde spin-rezonantă

Sunt utilizate două lasere C02, reglabile în linie separat prin intermediul rețelelor de cavitate și simultan Q-switch prin intermediul aceleiași oglinzi rotative. Probele sunt montate într-un heliu lichid Dewar între fețele polare ale unui electromagnet. Doar semnalul în modul înainte a fost investigat. Spin-rezonanța apare atunci când diferența de energie dintre pompele laser este egală cu separarea energiei dintre stările de spin-up și spin-down ale unui nivel Landau, adică

Γϊ(ω1-ω2) = gBH; (7)

/ aici ωι și sunt frecvențele unghiulare ale celor două lasere, g este actorul de divizare a nivelului de spin, g este magnetonul Bohr și H este câmpul magnetic. Deoarece valoarea g este •eciproc legată de masa efectivă a electronilor, iar masa este foarte mică, pentru probele de interes de g~80. Cele două frecvențe de intrare se amestecă în cristal pentru a produce 1,13 și 54 date de

Wq = 2ωι—ωο;

3 1 Z(8)

W4 = 2ω2-ωχ.

Frecvențele Che 014 și ω2 sunt alese să fie puțin mai mici decât marginea benzii pentru a obține o rezonanță mare, band gap. În acest caz ωχ este autoabsorbit, iar ω4 este semnalul ^etectat.

Pompele sunt polarizate selectiv, așa cum este ilustrat în Figura 5. Din cauza dispersiei ■în cazul indicelui de refracție dintre cele două lungimi de undă laser (10,3 și 10,6 pm), cele două brațe de pompă incid asupra probei la un unghi de 2,6 pentru a se potrivi faza. .

Figura 6 ilustrează dependența eficienței de conversie a puterii de puterea pompei sau de proba 1 la 2°K.

Figura 6. Eficiența conversiei puterii în funcție de densitatea puterii pompei pentru experimente de conjugare a fazelor de amestecare cu patru unde spin-rezonante

Rețineți că densitatea de putere este intermediară între cele cerute de neparabolicitatea benzii de conducție și mecanismele de plasmă fotoexcitată de electroni-gauri de amestecare degenerată cu patru unde. Valoarea teoretică1 a lui χ(3) datorită rezonanței spinului electronic este (Ю)

4

(3) _ 2C Pno

esr ïA

(10)

Aici σ este secțiunea transversală de împrăștiere a rezonanței spinului electronic, Γ este lățimea liniei spontane, m este masa electronului liber și m4 este masa spinului electronic.

' eo >ь

(3)

Tabelul 4 compară valoarea experimentală a lui X determinată din Ec. (1) și datele din Figura 6 cu valoarea teoretică datorată rezonanței spinului electronic, Eq. (9). Din nou, există un acord strâns între teorie și experiment.

(3)

Tabelul 4. Comparația valorilor X măsurate experimental la

2K cu valori calculate bazate pe electroni

Spin Resonance

Proba	, -1> Temperatura (K) ω1 cm0)g(cm-1)шд(ст-1)(3)(esu)
1	2975-93944-19912-45Experiment teoretic al -4-4 2x101x10 *

rezumat

Două mecanisme, non-parabolicitate în bandă de conducere și plasmă fotoexcitată cu gaură de electroni, S/o? ridică la conjugarea P^ază optică prin amestecare degenerată cu patru unde. Valorile X'· adecvate

sunt a. 10~8_iq-7 esu ancj 3xiq_2 esu, respectiv. Rezonanța spinului electronic, având o valoare χ*· de yl0~4 esu, este mecanismul responsabil pentru conjugarea fazei optice prin amestecarea cu patru unde spin-rezonantă. Un acord bun între experiment și teorie se găsește în toate cele trei cazuri.

* Cercetare susținută de Air Force of Scientific Research (AFSC), US Air Force, în temeiul Contractelor F49620-77-C-028 și F49620-81-C-0034

Referențele

1. Vezi, de exemplu, R. Dornhaus și G. Nimtz, „The Properties and Applications of the HSl-xCdxTe System”, în Springer Tracts in Modem Physics, Solid State Physics 78, G. Huhler, ed., Springer-Verlag, Berlin (1976). D. Long și JL Schmit, „Mercury Cadmium Telluride and Closely Related Ailoys”, Semiconductors and Semimetals 5, RA Willardson și AC Beer, eds., Academie Press, New York (1970).

2. PW Kruse, Appi. Fiz. Lett. 28, 90 (1976); P. Norton și PW Kruse, Opt. Communications 22, 147 (1977).

3. PWP w.Kruse Kruse, JF , andReady și MA Khan, Infra. Fiz. 19, 497 (1979); MA Khan,
JF Gata, Opt. Communications 28, 374 (1979).

4. MAKhan,PWKruse și JF Ready, Opt. Lett. 5, 261 (1980).

5. MAKhan,PWKruse și RLH Bennett, Paper FL4, CLEO, Washington DC, 10-12 iunie
1981 noiembrie; MA (1981)Khan,RLH Bennett și PW Kruse, acceptați pentru publicare, Opt. Lett.

G. MAKhan, TJBogart, PW Kruse și JF Ready, Opt. Lett. 5, 469 (1980).

7. JJWynne, Phys. Apoc. 178; A. Yariv și DM Pepper, Opt. Lett. 1, 16 (1977).

8. PA Wolff și GA Pearson, Phys. Rev. Lett. 17, 1015 (1966).

9. RK Jain și MB Klein, Appi. Fiz. Lett. 35, 494 (1979); RK Jain și DG Steel, Appi. Fiz. Scrisoarea 34, 1 (1980).

LO. Y. Yafet, Phys. Rev. 152, 858 (1966).

Pseudo-conjugarea/compensarea trenurilor optice de mare putere

TR O'Meara

Departamentul de fizică optică, Hughes Research Laboratories 3011 Malibu Canyon Road, Malibu, California 90265

Abstract

Vom discuta despre modul în care noi aranjamente ale elementelor optice statice/liniare convenționale pot compensa multe clase de distorsiuni care variază în timp într-un tren optic de mare putere. Matricele de colț de precizie, matricele de lentile și matricele de oglindă K sunt toate aplicabile ca elemente de pseudo conjugare în anumite clase de

probleme. În unele cazuri, trecerea multiplă (patru sau mai multe treceri) a unui mediu de distorsionare poate oferi performanțe îmbunătățite. Deși compensarea este mai limitată decât cea disponibilă din compensarea de fază neliniară, problemele cu pragurile, pompele și translațiile de frecvență sunt eliminate.

Introducere

Cel mai frecvent, suprafețele care se schimbă dinamic (sisteme optice adaptive·*·) sau holograme în timp real (mixere cu patru unde^) sunt folosite pentru a compensa distorsiunile de fază care variază în timp sau nedeterminate, așa cum este ilustrat în partea stângă a figurii 1. În mod similar. Plăcile corectoare fixe sunt utilizate în mod obișnuit^ pentru a compensa distorsiunile invariante, așa cum este ilustrat în partea dreaptă a aceleiași figuri. Această lucrare abordează (întrebarea centrală din Figura 1) cum s-ar putea folosi elemente optice fixe pentru a compensa distorsiunea variabilă. La prima vedere este surprinzător că, (în aplicațiile adecvate) se poate obține un grad mare de compensare, chiar dacă elementele care vor fi discutate aici nu se adaptează în niciun fel, ca formă sau stare internă, la distorsiunile necunoscute sau variabile în timp care urmează să fie compensate.

Din punct de vedere funcțional, sistemele care vor fi discutate funcționează într-o manieră care are o mare asemănare cu sistemele de compensare care utilizează dispozitive de conjugare a fază neliniară.4 În consecință, sistemele cu elemente fixe au devenit cunoscute ca sisteme de compensare de pseudo-conjugare și elementele de conjugare asociate vor fi numite pseudo- conjugatoare.5r6 Descrierea „pseudo" provine din faptul că nu s-a descoperit încă o combinaţie cunoscută de elemente optice fixe care. efectuează o conjugare sau inversare a frontului de undă pe un front de undă cu o distorsiune arbitrară.* Astfel, procesul de conjugare cu un singur conjugator va fi în general fie selectiv, fie într-o oarecare măsură imperfect. Cu toate acestea, în unele cazuri, prin utilizarea mai multor pseudo-conjugatori și treceri suplimentare ale mediului de distorsionare, se poate obține o compensare perfectă chiar dacă conjugatoarele sunt imperfecte.

Pseudoconjugatoarele au fost cel mai frecvent configurate ca șiruri de reflectoare de colț, care sunt utilizate ca sisteme de compensare a conjugatoarelor reflectorizante cu trecere dublă, așa cum este ilustrat în Figura 2a. Această abordare de bază este împărtășită în comun cu conjugarea neliniară și compensarea. De asemenea, ca și în cazul conjugatoarelor optice neliniare, pseudoconjugarea/compensarea cu acțiune înainte, așa cum este ilustrată în Figura 2b, este mai potrivită pentru unele aplicații. Această clasă de pseudo-conjugatori poate fi realizată ca matrice de lentile (așa cum este ilustrat) sau matrice „K-oglindă" (care va fi discutată ulterior).

În ambele cazuri (pseudoconjugatoare înainte și înapoi), aceste matrice, pot îmbunătăți dramatic performanța sistemului optic, măsurată printr-o cifră de merit ca raportul Strehl sau răspândirea imaginii.

conjugarea fazelor optice) , .binele care merită luate în considerare în multe

Experimentele care implică atât compensarea laser, cât și compensarea imaginii au fost efectuate cu rețele de mai multe reflectoare de colț care acționează ca pseudo-conjugatori.5 Această lucrare este revizuită într-o lucrare de referință a lui SF Jacobs. la compensarea cu simplitatea neliniară a pseudo-conjugatoarelor face aceste dispozitive Aplicații de sisteme.

În experimentele tocmai citate^ nu s-a presupus că nu există precunoștințe despre distorsiunea frontului de undă. În multe aplicații^cu toate acestea, există unele preștiințe. De exemplu, se poate avea un sistem de focalizare în care focalizarea (și numai focalizarea) se schimbă dinamic ca urmare a mișcărilor induse termic sau vibrațional. Alternativ, se poate ști că termenii dominanti de distorsiune, așa cum sunt descriși de polinoamele Zernike, de exemplu, pot fi funcții impare. În multe astfel de cazuri, se poate obține o compensație perfectă sau aproape perfectă

* Pe de altă parte, nu pare să existe nicio dovadă că un conjugator este imposibil.

principiul. Această situație nu este diferită de cazul opticii convenționale adautive, îolcînas și performanța este atinsă atunci când oglinda deformabilă este bine adaptată în distanțele actuatorilor și capacitatea de excursie la intervalul așteptat în parametrii de aberație.

Pe lângă examinarea clasei de distorsiune, extindem oglinzile de conjugare (cazurile de colț se dovedește că distorsiunea nu este prea mare.

tehnici de exploatare a unor precunoştinţe despre munca anterioară în acest domeniu prin includerea a două sau mai multe pseudo-matrice, lentile etc.) în sistemul de compensare. În multe recupera aproape difracție performanță limitată, dacă originalul

Pentru a compara aceste sisteme cu optica adaptivă convențională, observăm că pseudo-conjugatoarele oferă avantajele unei game dinamice nelimitate și viteze de răspuns mult mai mari, pe lângă simplitate, greutate mai mică și costuri mai mici. Capacitățile de compensare pot fi mai bune sau mai rele, în funcție de natura distorsiunilor. Optica adaptivă, totuși, oferă o capacitate de sisteme mai versatilă; de exemplu, nu este nevoie să treceți dublu mediul aberant cu fasciculul care trebuie compensat.

Pseudoconjugatoarele au, de asemenea, avantaje potențiale semnificative în ceea ce privește conjugarea fazei neliniare: (1) Spre deosebire de anumite conjugatoare neliniare, cum ar fi SBS, în care frontul de undă conjugat este deplasat în frecvență, frecvența de întoarcere a frontului de undă pseudo-conjugat este întotdeauna egală cu frecvența de intrare. , și, în consecință, aceste sisteme nu întâmpină erori de compensare a lungimii căii acumulate din decalajele de frecvență. (2) Spania lungimii de undă în distorsiunile care pot fi compensate este limitată doar la transmisia asupra reflectivității elementelor pasive,

în contrast puternic cu sistemele de amestecare cu patru unde (FWM) în care mediile rezonante sunt utilizate în mod obișnuit pentru a spori reflectivitatea. Chiar și cu sistemele nerezonante, constrângerile de potrivire de fază limitează de obicei lungimea de undă de intrare la o bandă îngustă în jurul lungimii de undă a pompei. (3) Semnalele slabe arbitrar pot fi conjugate, spre deosebire de SBS obișnuit. (4) Avantajele practice ale eliminării pompelor necesare în FWM sunt foarte considerabile. De exemplu, eliminarea pompei elimină, de asemenea, o serie de probleme neliniare și termice asociate cu cerința pompei pentru inversarea frontului de undă de înaltă calitate.

Secțiunea II oferă o introducere la principiile de funcționare de bază ale inversării câmpului/conjugării și compensării cu matrice de colț și trece în revistă diferitele moduri prin care poate fi evaluată performanța compensației.

Secțiunea III explorează pe scurt o serie de configurații alternative de conjugator și sistem și definește operațiunile cheie care sunt comune tuturor acestor geometrii.

Secțiunea IV discută diferite abordări îndreptate către realizarea operației aproape de difracție limitată, cu pseudo-conjugatori unici, având în vedere unele cunoștințe prealabile despre iistorsion. Polinmiile Legendre sunt folosite ca descriere a clasei de distorsiune. Matricele necesare sunt cel mai frecvent de perioade mari (de ordin scăzut) și trebuie să fie calculate cu precizie. adică să luăm în considerare numai rețele coerente în sensul definit de Jacobs și Barrett [5] După părerea noastră, demonstrațiile experimentale ale clasei prezente de Sisteme nu au fost încă formate.

Secțiunile V și VI sunt dedicate tehnicilor de compensare a erorilor de ocuși dimensionale și bidimensionale, deoarece acestea sunt cel mai comun tip de eroare par întâlnită în distribuțiile tipice aleatorie. Mai mult, ele reprezintă o problemă majoră de compensare a pseudo-conjugării. De asemenea, sunt discutate unele capcane în evaluarea performanței acestor sisteme.

II. Principii de operare ale tablourilor pseudo-conjugatoare

. Operațiunea de compensare

Pseudo-conjugatoarele funcționează prin inversare(e) spațială(e) a unui câmp electromagnetic în jurul unui r mai multe puncte de simetrie. Această operație este cel mai ușor demonstrată pentru o aberație restrânsă a frontului de undă de clasa f: una cu simetrie ciudată în jurul centrului deschiderii. Deși unda o fi conjugată poate consta din mai multe lungimi de undă, fiecare cu propria sa distorsiune „componentă impară”, inițial considerăm o singură undă monocromatică în scopul simplificării. Se descrie o astfel de distribuție a câmpului (peste o deschidere restricționată) ca

$$(x,y)=A(x,y) \{ \exp(i[\phi(x,y) + (mt-kz)]+ ce\} \quad d)$$

aici A(x,y) este un factor real care exprimă variația transversală a amplitudinii. Dacă deschiderea câmpului de intrare se concentrează pe

reflectorul de colț, atunci unda reflectată de un colț perfect ilustrat este (prin simetria procesului de reflexie a colțului)

$$E (x,y) =A(-x,-y) \{expi [\Phi -y) + (mt+kz)] + cc\}$$

Э Л Э

Dacă nu există o variație transversală a amplitudinii câmpului,   > an(^ P^aza

eroarea este o funcție ciudată,

$$((-x,-y)=-\phi (x,y) \quad И)$$

atunci câmpul reflectat devine

$$E\hat{}_ (x,y) =A (x,y) \{exp (i[-\phi(x,y)+ (cct-kz)]) + cc\} (5 \quad)$$

Permiterea undei reflectate să se propagă înapoi pe aceeași cale aberată duce la o compensare perfectă (neglijând efectele difractive), exact ca și în cazul sistemelor de compensare optică sau neliniară adaptive mai familiare.

Distorsiunile de fază care posedă o simetrie uniformă prezintă totuși o problemă de compensare mai gravă; cateva solutii posibile vor fi discutate ulterior. Metoda de bază de atac este de a descompune funcțiile de eroare de fază pare în elemente sau sub deschideri care au fie simetrie impară, fie aproximativ impară și de a perfori pseudo-conjugarea pe fiecare element cu un reflector de colț corespunzător sau un element alternativ de inversare a frontului de undă.

3. Matrice de ordin înalt

Vom discuta în continuare efectul rețelelor de pseudo-conjugări coerente, de ordin înalt, asupra câmpurilor incidente date. Mai întâi demonstrăm cum rețelele de cuburi de colț care sunt alese pentru a avea o perioadă suficient de mică (față de scara distorsiunii) pot inversa local frontul de undă. Deși acțiunea de conjugare a unor astfel de matrice este de obicei imperfectă, se pot obține îmbunătățiri substanțiale ale raportului Strehl și ale funcției de răspândire a punctului imaginii.

Funcționarea de bază a unor astfel de rețele de colț este schițată în Figura 3, unde un front de undă aberra tipic afectează matricea periodică (coerentă). După cum este ilustrat, suprafața echifazată a frontului de undă reflectată de matrice poate fi aproximativ- prin seria de segmente de linie dreaptă. Astfel, aberația poate fi aproximativ descompusă ca suma a două componente: (1) o serie de trepte de fază asemănătoare pistonului, ϕp reprezentând eroarea frontului de undă măsurată peste deschiderea proiectată a unui anumit colț (denumite în mod obișnuit erori de piston în optica adaptivă); și (2) o serie de înclinări locale, φ așa cum este ilustrat în Figura 3c. Propagarea undei pseudo-conjugate înapoi prin mediul de distorsionare compensează

(sau este) erorile de înclinare. Cu toate acestea, erorile pistonului pe frontul de undă de ieșire sunt dublate, așa cum este ilustrat în Figura 3d. Acest compromis (adică compensarea erorii de înclinare față de degradarea erorii pistonului) poate fi benefic în anumite cazuri în care distorsiunea optică este foarte mare. Luați în considerare, de exemplu, o formă fixă a componentei de eroare a pistonului necompensată (medie zero), așa cum este ilustrat în figură. 2c. Forma modelului de câmp îndepărtat rezultat este independentă de mărimea componentei și este de fapt indențială cu modelul de câmp îndepărtat al unui singur element. În contrast, mărimea (intensitatea) normalizată a modelului este o funcție a mărimii componentei de distorsiune și are un comportament caracteristic, așa cum este ilustrat în Figura 4. Linia continuă corespunde cazului surselor unice (de exemplu, lasere), în timp ce linia d^shed este pentru surse de lumină cu bandă largă. Două comportamente caracteristice sunt evidente: (1) magnitudinea scade la 0,5 la o mărime a componentei care corespunde aproximativ cu (Φe)гтз= θ-85 radiani (2) funcția nu tinde spre zero odată cu creșterea mărimii componentei. Mai degrabă, funcția medie atinge un platou la 1/N, unde N este numărul de colțuri din matrice.* Astfel de curbe prezintă o variație în ceea ce privește această valoare medie a platoului care rezultă din interferența constructivă aleatorie - o formă de model de speckle. Așa cum este de obicei cu astfel de modele, această variație scade odată cu creșterea lățimii de bandă optică.

Acest comportament al componentei pistonului contrastează puternic cu cel al modelului de câmp îndepărtat produs de o variație corespunzătoare a mărimii componentei erorii de înclinare. În cazul erorilor de înclinare, modelul general de câmp îndepărtat este suprapunerea fiecărui model de câmp din fiecare element de colț, fiecare model deplasat lateral în funcție de liniștea locală. Pe măsură ce mărimea componentei de înclinare crește, aceste modele se separă lateral pe o distanță care crește monoton. În ceea ce privește comportamentul imaginii, funcția asociată de răspândire punctuală se răspândește fără limită while, cu excepția unuia sau mai multor elemente cu înclinare zero,**

t Definim un tablou coerent ca un tablou în care în pozițiile longitudinale ale fiecărui element colțul este controlat cu atenție la o fracțiune de lungime de undă ã, pentru a îmbunătăți performanța[5].

2

* Cu un element de înclinare zero, raportul Strehl se apropie de 1/N mai degrabă decât de 1/N.

** Odată ce variația erorilor pistonului în frontul de undă depășește 2il radiani, atunci erorile de calcul a matricei de adăugare nu produc nicio scădere suplimentară a intensității în media spațială în regiunea platoului. Astfel, rețelele nu trebuie să fie coerente dacă erorile frontului de undă sunt mari.

intensitatea pe axă se apropie mai degrabă de zero decât de un platou. Astfel, dacă luăm în considerare fie extinderea punctului de

răspândire, fie pierderea de intensitate produsă de ambele componente de distorsiune, vedem că, pe măsură ce ambele componente cresc, în cele din urmă efectele erorii de înclinare trebuie să domine. În regiunea dominantă de înclinare, este în mod clar util să se elimine componentele de înclinare cu o matrice de colț de pseudo-conjugare. Dacă repetăm exercițiul de mai sus cu compensare de pseudo-conjugare și creștem constant magnitudinea componentelor erorii, vedem o scădere a intensității pe axă la o regiune de platou cu un raport Strehl de 1/N. Pentru o matrice fixă, acest comportament este urmat de o a doua regiune a raportului Strehl în scădere, pe măsură ce intră în joc variațiile parabolice și de faza de ordin superior (de-a lungul fiecărui element).

C. Compensarea pseudo-conjugării cu un singur reflector de colț

Acum evaluăm performanța unui singur reflector de colț în compensarea aberațiilor de fază care pot avea atât simetrii impare, cât și simetrii pare. Deși un singur colț poate să nu fie pseudo-conjugatorul optim pentru o astfel de clasă de distorsiune, acesta servește ca un simplu vehicul pentru a sublinia că potențialul de îmbunătățire a performanței unor astfel de sisteme depinde în mare măsură de metoda de comparare. Fie eroarea de fază a frontului de undă netă (o singură trecere).

4>e(x,У) = ΦeV + Φoaa (6)

unde φθν și Φoaa sunt componentele totale par și impare. Presupunem că erorile de fază sunt echilibrate între componentele pare și impare, astfel încât

2 2

■^ev' = <*impar ' (7)

unde <...> denotă o medie spațială.

După cum sa discutat mai sus, componentele impare sunt conjugate și compensate, în timp ce componentele pare rămân neschimbate după conjugare. Astfel, aceste din urmă componente sunt dublate la propagarea înapoi prin mediul aberant. Cu toate acestea, dacă luăm în considerare un sistem în care o trecere dublă a mediului este o constrângere necesară (de exemplu, un amplificator laser sau un oscilator), atunci erorile dublate ar trebui incluse în comparația noastră „înainte”. Astfel, mai multe comparații necompensate și compensate pot fi făcute în mod legitim, așa cum este rezumat în Tabelul 1.

	1 Pass	2 Pass
Necompensat	<ϕ2 > e.2 4 · Φ e >	
Colț unic (compensat impar)		2 <ϕ 2 > ψ e

Tabelul 1 Distorsiuni reziduale cu și fără compensare printr-un reflector cu un singur colț

Componentele de eroare par și impare echilibrate Γ-'ϕ 2> = <φ , ,2>] sunt presupuse.

1 ev^odd

Urmează analiza pentru a susține aceste rezultate tabulate. Cu două treceri medii necompensate, eroarea totală reziduală de fază pătratică medie <ϕr >este

<ϕ~> = <2ϕ +2ϕ , ,) 2>

r ev impar

(8)

= 4[<Φev> + -'Φoάά>] = 4<φθ >

întrucât

după compensarea cu componente impare

eroarea reziduală este

V2Φev>r>

4<ϕ

(9a)

care prin (7) devine

Rețineți că prin înlocuirea conjugatorului cu o oglindă piane (testul de comparație uzual în sistemele OPC) eroarea pătratică medie este redusă cu un factor de doi. După cum este ilustrat în Figura 5, acest lucru poate asigura o îmbunătățire foarte substanțială a raportului Strehl, precum și a imaginii.

calitate. De exemplu, cu (φ) =1,5 radiani, peste o creștere de trei ori în Strehl

raportul este posibil. Pe de altă parte, dacă se dorește o singură trecere a mediului, atunci adăugarea celei de-a doua treceri (și a conjugatorului) crește eroarea de fază pătrată medie cu un factor de doi. Ca exemplu de aplicație care oferă un factor de două îmbunătățiri, luați în considerare cazul unui amplificator laser care este proiectat să producă un anumit câștig și care suferă distorsiuni ale frontului de undă din cauza efectelor termice induse de pompă. Reducerea lungimii laserului cu un factor de doi și trecerea de două ori prin regiunea câștigului (pentru a restabili câștigul necesar), printr-o reflexie dintr-o oglindă pseudo-conjugată, duce la îmbunătățirea factorului de doi în <φ^> .

III. Clasele și topologia pseudo-conjugatoarelor

Tocmai am ilustrat modul în care un singur reflector de colț este un conjugator foarte satisfăcător pentru componentele de distorsiune a frontului de undă care au o simetrie ciudată în raport cu centrul de

simetrie a colțului. În multe aplicații, totuși, matricele regulate sau replicate de ordin superior care conțin elemente de conjugare multiple sunt mai potrivite pentru sarcinile de compensare specifice. Mai departe vom lua în considerare utilizarea multor clase alternative de elemente de conjugare în cadrul matricei. Acestea includ elemente reflectorizante, cum ar fi matrice de cuburi de colț (6a) sau reflectoare cats-eye, și elemente transmisive, cum ar fi lentile (Figura 6b) sau oglinzile K (Figura 6c). Toate aceste elemente E au proprietatea comună de a inversa local câmpul în jurul punctului de simetrie (sau liniei) fiecărui element, deoarece este reflectat (sau transmis) din (sau prin) elementele de conjugare. Aceste inversiuni locale sunt ilustrate în Figura 6 și sunt descrise funcțional de ecuația (5).

Luați în considerare o deschidere de intrare dreptunghiulară care este imaginea pe o matrice regulată η X m de astfel de elemente inversoare. Desemnăm tabloul ca pseudo conjugator de ordin (η X m), cu o desemnare de clasă C . Indice n desemnează numărul de perioade ale matricei în direcția x, în timp ce m desemnează numărul de perioade în direcția y. O matrice de matrice de oglindă de colț de ordin scăzut Cnm este ilustrată în Firura 7. „Matricele” și desemnează prismele de acoperiș în timp ce C-^ desemnează reflectorul de colț convențional (trihederal).

Deoarece operațiile funcționale de inversare a frontului de undă sunt în esență aceleași pentru toate realizările de conjugator dintr-o anumită clasă, va rezulta că tipurile de eroare care pot fi compensate sunt aceleași pentru toate conjugatoarele unei clase date. Acest lucru permite să se dezvolte o teorie destul de generală a procesului de compensare în care natura detaliată a realizării conjugatorului nu trebuie să fie explicită. În această abordare, clasa de conjugator este importantă - adică structura spațială a operațiilor sale de inversare conține esența capacităților și limitărilor de compensare.

Chiar dacă capacitățile de compensare ale unei clase de conjugatoare date sunt identice, configurațiile sau topologiile care sunt cele mai adecvate pentru compensare cu conjugatoarele înainte sunt destul de diferite de cele care ar fi utilizate în mod obișnuit pentru conjugatoarele inverse. Figura 8 oferă un exemplu explicit pentru trei topologii de compensare care utilizează aceeași clasă de conjugator, C„„. Figura 8a folosește un reflector de colț ca reflector ca conjugator reflectorizant. uReflexia servește la efectuarea unei treceri duble a unui traseu sau mediu distorsionant*(M). Presupunând că distoritonul este adecvat pentru compensarea cu un conjugator din clasa Cq2, operația de compensare este aproape în întregime echivalentă cu cea obținută cu sistemele de compensare de fază neliniară tipice. Adică, presupunem că unda paraxială descrie o undă care se propagă prin mediul optic distorsionat. Rezultatul este că unda care intră din stânga acumulează o distorsiune care este descrisă printr-o variație de fază transversală, așa cum este exprimată prin ecuația 1. După inversarea frontului de undă prin pseudo-conjugatorul, unda repară aceeași cale de distorsiune și variația de fază transversală care este acumulat la a doua trecere anulează acum variația de fază transversală (inversată) produsă de pseudo-conjugatorul. Spre deosebire de conjugarea de fază neliniară, orice efecte difractive în care eroarea de fază transversală se transformă total sau parțial în distoriuni de

amplitudine impară poate suferi o compensare redusă, din motivul că distribuția mărimii câmpului nu este în general păstrată sub pseudoconjugare. La conjugatoarele neliniare obișnuite, orice propagare difractivă care are un unghi atât de larg încât să cadă în afara conjugatorului nu este compensată.

Sistemul de conjugare/compensare înainte din Figura 8b funcționează într-o manieră similară, cu excepția faptului că al doilea mediu trece printr-un mediu de potrivire sau surogat, M2, spre deosebire de o retragere prin calea de distorsionare inițială, M^. De exemplu, și M2 ar putea fi două tuburi de amplificare laser cu sisteme de pompare strâns potrivite, care induc distorsiuni aproape indenice în fiecare tub de câștig. Pentru o funcționare optimă, presupunem fie că efectele difractive nu sunt importante, fie că distorsiunile dependente de z în M. și M_ sunt simetrice față de planul central al Sistemului. 1

* Definim aceasta cale in sensul cel mai general. Poate include elemente optice liniare aberante de orice natură.

De asemenea, este posibil să se folosească un conjugator cu acțiune directă într-o topologie de buclă, ca

i1 1ustrat în Figura 8c, în care un sistem de comutare de polarizare trece mai întâi un front de undă polorizat printr-un mediu distorsionat și apoi îl returnează (la o stare de polarizare rotită) printr-o buclă de conjugator înainte, astfel încât reface acelaşi mediu (în aceeași direcție).) după pseudo–conjugare. A doua trecere a mediului îndepărtează din nou distorsiunea frontului de undă, în timp ce a doua trecere a polarizatorului restabilește starea de polarizare inițială. Frontul de undă compensat iese acum din sistem prin separatorul de fascicul de separare a polarizării. O astfel de topologie s-ar putea dovedi aplicabilă pentru compensarea rezonatoarelor inelare, de exemplu. Presupunem că toate scalele de distorsiuni sunt suficient de mari pentru ca efectele difractive experimentate în bucla de bază să fie mici; în caz contrar, performanţa de compensare poate avea de suferit.

AU din sistemele de pseudo-conjugare/compensare de mai sus constau dintr-un singur pseudo-conjugator și elemente optice adecvate pentru trecerea dublă prin același mediu sau printr-un mediu surogat strâns potrivit. Cu toate acestea, uneori este avantajos să se extindă acest sistem prin introducerea a două sau mai multe clase de matrice de pseudo-conjugare cu patru sau mai multe treceri ale mediului de distorsionare (cu conjugatoare inverse) sau o singură trecere prin patru sau mai multe elemente (potrivite) de distorsionare (cu înainte). conjugatoare).

Pentru a ilustra acest concept general, luăm în considerare un mediu, M, cu un front de undă de ieșire ale cărui distorsiuni sunt descrise printr-o variație transversală a erorii de fază, așa cum este dată de ecuația (6). După cum am discutat anterior, un pseudo conjugator de clasă este un conjugator perfect pentru componentele impare. Să presupunem pentru moment că avem și un pseudo-conjugator ipotetic

pentru componentele pare, φ (x,y), pe care îl desemnăm prin desemnarea clasei C . Cum combinăm aceste două pseudo-conjugatoare pentru a realiza o compensare completă? Dacă componentele reflectate (sau transmise) pseudo-conjugatorului, φθ și φ, ar rămâne neschimbate după transmiterea prin conjugatorul de clasă contrastantă, atunci topologia din Figura 9a ar fi o abordare atractivă. Desemnăm această proprietate de a lăsa alte clase de distorsiuni neperturbate* drept „independență”. Rețineți că ilustrăm aceste concepte și conceptele ulterioare cu o topologie de transmisie; cu toate acestea, diagrama bloc ar putea reprezenta la fel de ușor un sistem multireflectie desfășurat.

Nu am reușit să descoperim nicio matrice pseudo-conjugatoare care să aibă această proprietate de independență. Cu toate acestea, Figura 9a ilustrează o topologie care încă funcționează în fața acestei probleme. Rețineți că tripletul din stânga MC-,.-M lasă doar o eroare reziduală pară în frontul de undă transmis. Astfel, funcționează ca o singură cale cu o eroare pară 2φ. Tripletul din dreapta constituie o cale de potrivire. Astfel, combinația, care face sandwich cu conjugatorul par C , ar fi exact compensată chiar și în fața pseudo-conjugării neindependente.

Nu se cunoaște că există un conjugator universal, chiar și pentru ordine, indiferent dacă funcționează independent sau nu. Cu toate acestea, există multe clase limitate de pseudo-conjugatori, care sunt perfect „„„„ pentru a fi discutate în continuare. Din moment ce acestea

în sensul tocmai discutat, este nevoie de mai mult Figura 9b dacă acestea urmează să fie combinate cu Cц, sau alternativă

pe Φ sau nu.

conjugă anumite clase de erori de ordin par pseudo-conjugatoarele sunt topologie complexă neindependentă în patru treceri a conjugatorilor cu funcții impare.

IV.

Clasele de eroare și pseudo-conjugatoarele asociate

În această secțiune, abordăm întrebarea ce clase de (forme) de distorsiune a frontului de undă pot fi corectate cu o singură matrice de pseudo-conjugator care funcționează într-o geometrie cu trecere dublă. Am observat deja că toate distorsiunile care pot fi descrise prin funcții impare, φ (x,y) , pot fi conjugate și compensate cu conjugatoare din clasa C^.

Deși nu s-a descoperit încă un pseudo-conjugator de ordin uniform de uz general, acest lucru nu înseamnă că conjugatorii pentru distorsiuni de ordine uniformă nu pot fi sintetizați. De exemplu, luați în considerare distorsiunile unidimensionale de ordin par φ (x) din figura 10. Toate acestea pot fi exact conjugate cu conjugatoarele C2Q sau C-? (Exemple de structuri C sunt prezentate în Figura 6) În general, orice eroare uniformă care este peste tot local în jurul centrelor elementelor matricei locale poate fi conjugată și compensată cu acel tablou particular. Rețineți că pseudo-conjugatoarele din clasa C20 sau C au

proprietatea de a remodela distorsiunea cu funcție impară, astfel încât topologiile de conjugatoare multiple nu pot casca direct și conjugatorii C2Q și C. Astfel, trebuie folosite topologiile mai complexe cu patru treceri. Acest lucru rămâne în general valabil pentru toate structurile pseudo-conjugatoare investigate până în prezent.

Pentru a evalua mai general capacitatea de compensare, este utilă desemnarea claselor de eroare a frontului de undă prin intermediul funcțiilor ortogonale. Deoarece ne-am definit pseudo-conjugatorii peste deschideri dreptunghiulare, este firesc să le alegem ca polinoame Legendre, * Un alt mod de a spune acest lucru este să spunem că am prefera operatorii pseudo-conjugatori 0χ care funcționează pe subspațiul 0χ.

pentru discuția noastră de față. Astfel, pentru o eroare de fază φθ definită pe un dreptunghi de dimensiuni 2Xo cu 2Yo, descompunerea erorii noastre de front de undă devine

Unde

*e(X,Y)

P (X)P (Y) nm nm

(10a)

X

(10b)

Y = —

yo

A sunt ponderea componentelor We tafëe A =0, astfel încât φ are o Pentru conjugatoarele înainte segmentate, <

coeficienți și P. este o medie zero Legendre peste dreptunghi (-1 _< φ este eroarea pe segment de cale.

(10c)

Polinmul de ordinul j. X < + 1, < Y <+1) .

În continuare punem întrebările: care sunt pseudo-conjugatorii adecvați pentru termenii Φпт din (10a) și câte clase de conjugatoare sunt necesare pentru a compensa fiecare termen. După cum este listat în Tabelul II, vedem că există în esență patru clase de ϕпт în funcție de caracterele pare sau impare ale lui P (X) și P (Y).

n n

Tabelul ilustrează, de asemenea, că trei din patru clase de eroare pot fi exact conjugate cu două clase de reflectoare de colț simplu (în

reflexie) sau conjugatorul direct echivalent (în transmisie). Pentru a arăta acest lucru pentru clasele par-imare, de exemplu, observăm că colțul simplu Cц produce o fază de ieșire φ (X,Y) care este legată de faza de intrare φ^(X,Y) prin

ΦO(X,Y) = Φ±(-X, -Y)   (11)

Pentru primul rând al tabelului I, de exemplu,

Φ±<-χ, -Y)=APev(-x)Poda(-ï)=APev(x)Podd(Y). -Φe(x, Ï>   <12)

Un argument similar demonstrează că pseudo-conjugatorii enumerați în a doua și a treia coloană din Tabelul II sunt adecvate pentru compensarea erorilor Legendre impar-pare și impar-impar. Rețineți că mai multe clase de pseudo-conjugatoare sunt la fel de adecvate pentru orice clasă de eroare anume - să spunem clasa par-impar de erori Legendre. În plus, rețineți că fiecare pseudo-conjugator listat compensează o gamă foarte largă de erori care pot avea coeficienți variabili în timp A

3   nm

Componentele pare-pare reprezintă o problemă mai provocatoare. În multe aplicații, termenii pari-pari dominanti vor fi

♦ e - a20 p2 (X) +л02 P2(Y)

A 2 A 2   (13)

=   2'0 (3X -1) +02 (3 Y -1)

2   2

și

' A

Φe = (3 X2-l) (3 Y2-l)

(14)

Prima clasă de erori este efectiv o eroare de focalizare generalizată și (aparent) nu poate fi (exact) compensată prin pseudo-conjugare. Cu toate acestea, sunt disponibile reduceri substanțiale în această clasă de erori, așa cum va fi discutat în secțiunea următoare.

V. Compensarea erorilor de focalizare

Erorile de focalizare reprezintă probabil cea mai omniprezentă clasă de eroare a frontului de undă care nu poate fi compensată exact cu un singur sistem pseudo-conjugator. În această secțiune vom lua în considerare matricele de pseudo-conjugare unice și multiple care pot reduce în mod apreciabil magnitudinea erorilor de focalizare, pentru

aplicații de sistem în care trecerea multiplă a căii de distorsiune sau a mediului este adecvată.

Problema cheie cu astfel de erori este că ele nu au simetrie locală impară cu privire la centrele vreunei conjugări posibile a matricelor pseudo-conjugatoare. Abordarea considerată aici poate fi privită ca o tehnică de compensare care conjugă exact o aproximare la focalizare, în care o serie de linii (erori de focalizare unidimensională) sau plane (erori de două dimensiuni) aproximează focalizarea și prezintă simetria locală impară necesară, ca ilustrat în Figura 11.

A. Compensarea erorii de focalizare unidimensională cu un singur pseudo-conjugator Luați în considerare componenta de eroare unidimensională de „focalizare”

3 2

Φ20 = 2 A2O(X ' 1/3) (15a)

Unde

x 3 I (15b)

o

și r este jumătatea lățimii deschiderii care trebuie conjugată. Coeficientul de distorsiune Aoθ variază în timp sau din alte motive este necunoscut. Distribuția triunghiulară (A) din figura 11 aproximează această eroare și clasa de conjugator C2q, cu un element inversor centrat pe X = ±1/2, conjugă exact distribuția triunghiulară. Prin urmare, este alegerea noastră inițială pentru compensare.

Pentru a cuantifica compensația disponibilă, facem transformarea variabilei

X = ±1/2 + <5 (16)

Apoi (11) devine

*20' ΣA20(δ21δ- 1/121 (17)

aici intervalul lui δ este

-1/2 < 5 < 1/2

trece mediul de distorsionare de două ori cu un conjugator intermediar, care În această trecere (și în fiecare secundă ulterioară), termenul impar (ó) este termenul este

presupunem acum că noi

s din structura C02-

ancelled and the resinai <j>2Q

«W = 3Λ20 <á2-V12)

res

iiG me an – s gua ne nesidual error avenaged oven one connen is then

2 = A202

< (ϕ20 res 20

simetria y eroarea pătratică medie este aceeași pentru ambele elemente de conjugare.

(19)

(20)

dacă

Rețineți că

eroare de guar ar fi fost

această componentă (au fost necompensate cu o singură trecere medie), media

< (Φ20

A202

5

(21)

Astfel, îmbunătățirea erorii pătrate medii este un factor de patru, ceea ce dă o îmbunătățire foarte mare a raportului Strehl, așa cum este indicat aproximativ de Figura 5. Dacă înlocuim pseudo-conjugatorul C2Q cu o oglindă (sau un non- element de transmisie perturbator) în scopuri comparative (un test folosit frecvent cu conjugarea de fază neliniară) îmbunătățirea este încă o impresie mai mare. Mai exact, eroarea de fază pătratică medie este redusă cu un factor de șaisprezece.

Am încercat să facem o indicație mai grafică a modului în care se realizează compensarea erorii de focalizare prin frontul de undă prezentat în Figura 12. „Secvența” de compensare este următoarea. O undă plană A tranzitează mediul de distorsiune M și iese cu un front de undă parabolic B, care este reflectat de un conjugator (colț-reflector), de clasa Cjq, ca front de undă C. Tranzitul invers al mediului M produce parțial compensat . frontul de undă de ieșire D. Rețineți că eroarea de la vârf la vârf, P, pe frontul de undă B este redusă cu un factor de 2 pe frontul de undă D.

B. Compensarea erorilor de focalizare unidimensională cu două pseudo-conjugatoare

Lr coeficientul de distorsiune a erorii de focalizare unidimensională A„θ a fost suficient de mare încât factorii de îmbunătățire de mai sus să fie inadecvați, apoi o îmbunătățire suplimentară poate fi obținută printr-un sistem cu patru treceri format din conjugatoare C2Q și C^q. Abordarea generalizată este ilustrată de diagrama bloc din Figura 13. Deoarece eroarea reziduală a unui singur conjugator prezentată în ecuația (14) este, de asemenea, parabolică, ar fi de așteptat ca utilizarea conjugatorului C^q în topologia din Figura 13 să reducă eroarea de fază pătrată medie cu un alt factor de patru în comparație cu o singură trecere a mediului. Acest argument poate fi formulat mai mult prin considerarea tripletului M-Cpn-M ca o singură sursă de distorsionare, producând distroții parabolice (cu jumătate din perioada de tnat produsă de mediu M)'. la cele prezentate mai sus; aceste concluzii sunt verificate printr-o astfel de analiză. Dacă comparăm cu un sistem în care toate conjugatoarele sunt înlocuite cu oglinzi sau sisteme de transmisie fără distorsionare, îmbunătățirea erorii de fază pătrată medie este un factor de 256. De fapt, îmbunătățirea poate fi extinsă la infinit prin folosirea de conjugatori suplimentari (Cgg este următoarea ordine care trebuie luată în considerare). Cerințele și beneficiile pentru una, două și trei clase de conjugatori sunt rezumate în Tabelul III.

N0. DE PSUEDO   N0. DE MEDIU(0O) RMS ÎMBUNĂTĂȚIRE(de) RMS ÎMBUNĂTĂȚIRE PESTE
CONJUGATOARE   TRECE1 PESTE
(2N)SISTEMUL CU O SINGURĂ SISTEM SISTEMUL MULTIPLE
1   224
2   4416
3   8864

Tabelul III. Rezumatul rezultatelor compensării erorilor parabolice

În Figura 14 am continuat demonstrația grafică din Figura 12 pentru a oferi cititorului un sentiment mai fizic despre modul în care este efectuată compensarea cu treceri multiple. Figura 14 preia a doua trecere sau „ieșire” din Figura 12 și o reflectă de către Cn ca unda E. Se propagă din nou prin mediul de distorsionare unidimensională cu eroare parabolică ca front de undă F, suferă o pseudo-conjugare prin reflectarea din reflectorul de colț. , ieșind ca front de undă G. Trece din nou prin mediul de distorsionare pentru a ieși ca front de undă H. Rețineți că frontul de undă de ieșire are o formă parabolică cu patru perioade cu o valoare de vârf de jumătate din original, așa cum este prezis de „argumentul tripletului” de mai sus.

C. Erori de focalizare bidimensională

Descriem o eroare de focalizare bidimensională ca

dacă = I Af(X2 + y - j)   (22a)

Unde

X = f   (22b)

o

Y = I (22c)

O

' f

°f di"e"si°“ 2V 2ro'

|a£

(23)

În continuare, luați în considerare diferite sisteme de compensare care produc reduceri semnificative în această eroare

D. Sistemul cu două treceri cu un conjugator C22

Geometria de bază constă dintr-un sistem de trecere dublă cu o matrice 2 x 2 de re ectore de colț bidimensionale (după cum este ilustrat în Figura 7-1) sau conjugatorul de transmisie echivalent. io evaluăm acest sistem facem înlocuirea variabilelor

X = ± ^2 + \ (24a)

·' = ± 1/2 + δγ (24b)

dând

= y- A, (δ 2+δ2±δ±δ— 7-) (25)

t 2 fxy X У 6

După conjugarea și trecerea dublă a mediului, termenii liniari (în δ) sunt eliminați, dând o eroare reziduală

(ф,) -л = 3A, (δ 2 + & 2- I)

f rezid f' xy 6 cu o eroare pătratică medie reziduală

< (Φί)2 'resid = 10 Af2

(26)

(27)

Astfel, comparând cazul unidimensional.

tô (23), eroarea pătratică medie este redusă cu a

factor

din patru, exact ca în

Sistemul cu patru treceri (matrice 4 x 4)

Putem îmbunătăți potențialul de compensare prin adăugarea unui alt iradiere care este illustrat în Figura 6-2. fion de

variabile

Eroarea reziduală poate fi

superior

evaluat prin transformarea

sau conjugare

+ 1

„4

(28a)

+ 1

■4

(28b)

din nou semnul potrivit este

(7,5)

Δ

zhe re

isubstituind ecuația (7.7) în

(φ J . , = 3A, (Δ 2 f rezid fx

alese, corespunzând cadranului δ investigat. dă

Δ 1 ,

_ -Σ - '24)

2 2

(29)

Presupunem că matricea 4x4

.erms dând (pentru toate cadranele) , rezultând în

y 24'

iar trecerea subsecventă meduim eliminâte liniarul

(φ,) = 6 A,(Δ 2

sf rxr f X

(30)

δ

6

y

Δ

X

Δ

y

y

aici indicele „rxr” denotă o eroare reziduală dublă (după a patra trecere a ediumului). Eroarea reziduală pătrată medie este

rxr

ÌÉ2

40

(31)

Ca și în cazul focalizării unidimensionale, acest rezultat aduce un factor de îmbunătățire de patru față de sistemul compensat de trecere dublă și un factor de 256 față de sistemul de trecere cvadruple necompensată.

Aceeași abordare generală poate fi utilizată pentru pseudo-conjugarea și compensarea funcțiilor ven de ordin superior și ar putea merita să o faceți dacă se știe că un astfel de omponent specific cuprinde contribuția majoră la distorsiunea frontului de undă. În unele cazuri, este avantajos să alegeți elemente de conjugare cu dimensiuni neregulate (matrice neperiodice) pentru

se potrivesc mai bine la aproximările în linie dreaptă la funcțiile pare.

IV. Impactul dimensiunii matricei de compensare: unele capcane

Dacă considerăm că o clasă necunoscută de distorsiune este compensată cu o singură matrice pseudo-conjugatoare din clasa C, nu este o chestiune simplă să alegem ordinea optimă (nxm) a tabloului de compensare. Nu depinde doar de forma distorsiunii, așa cum am văzut în discuția anterioară, dar poate depinde și de amploare. Acum explorăm gradul de compensare pentru diferite matrice de ordin scăzut față de o clasă de distorsiune fixă cu magnitudine variabilă. Alegem o focalizare unidimensională ca exemplu de clasă din următoarele motive: (1) potențialul de corecție a focalizării a fost explorat într-o oarecare măsură în secțiunea anterioară, (2) este simplu de analizat, (3) este un element major comun. componentă în distorsiuni „aleatoare” mai generale.

Prezentăm o serie de operații de „compensare” în Figura 15 pentru o eroare de focalizare unidimensională. Figurile 15A, B și C compară compensarea cu trei clase de pseudo-conjugatori (reflexivi) Cq2' C04' an(^ ^08' Fi?ure ISA este în esență o repetiție a figurii 12 și secvențierea frontului de undă (A, B, C). , D) prin sistem urmează același format ca cel descris anterior în legătură cu acea figură.

Rețineți că geometria de „compensare” cu trecere dublă folosind pseudo-conjugatoare cu opt perioade (15C) dublează în esență distorsiunea efectivă cu adăugarea unui „hash” cu frecvență spațială înaltă. Cu alte cuvinte, oglinzile de pseudo-conjugare de acest tip, care au perioade scurte în comparație cu distorsiunea care trebuie compensată, se comportă mai aproape ca oglinzi normale decât ca oglinzi conjugate.

Exemplul 15B, care ilustrează o încercare de compensare .prin un comjugator de ordin Cis mai interesant. Eroarea frontului de undă reziduală pe frontul de undă de ieșire (D) este dominată de o treaptă centrală, de magnitudine P, unde P este, de asemenea, mărimea erorii de vârf la vârf cu o singură trecere. Ca o consecință directă a acestui pas, eroarea frontului de undă pătrat mediu este considerabil mai mare în acest sistem decât pentru sistemul de compensare C^q de 15A. Dacă P este mic, atunci impactul asupra raportului Strehl așa cum este prezentat în Figura 5 este rezonabil bine transmis prin eroarea aproape pătrată, <φ z> . Pe măsură ce P se apropie de π radiani, totuși (sau orice multiplu impar al acestora), randamentul 5 „compensat” produce un model de câmp îndepărtat cu un nul pe axă (sau un raport Strehl de zero) și performanța este mai slabă decât cea prezisă de Figura 5. Pe măsură ce P crește și mai mult, totuși, la 2 π radiani (sau orice multiplu al acestora), efectul pasului dispare și performanța în aceste condiții ar depăși cea obținută din matricea C„q. De fapt, l-ar depăși chiar pe cel obținut prin sistemele de dublă conjugare sau secțiunea anterioară. Același comportament de bază este prezentat cu rețele bidimensionale care funcționează împotriva erorilor de focalizare bidimensionale.

Concluzia cheie este că orice rezultate experimentale care sunt obținute în sistemele de pseudo-conjugare care funcționează cu lumină coerentă ar trebui să fie examinate cu atenție pentru a se asigura că performanța măsurată nu a fost nici anormal de proastă sau bună.

VII. Concluzii

Am extins conceptele de pseudo-conjugare în câteva direcții noi:

În primul rând, am rezumat elementele esențiale ale procesului de conjugare/compensare și am ilustrat modul în care aceste elemente esențiale pot fi aplicate fie sistemelor de reflecție, sistemelor care acționează înainte, fie sistemelor bucle. Am ilustrat, de asemenea, câte alte clase de elemente ale matricei optice decât reflectorul de colț (de exemplu, lentile și oglinzi K) pot fi încorporate în mod util în matricele de pseudo-conjugare.

În al doilea rând, am ilustrat modul în care combinațiile de tablouri de pseudo-conjugare pot fi, în principiu, să producă un sistem de compensare mai puternic decât ar putea un singur pseudo-conjugator, cu condiția ca geometria multipass necesară să poată fi adaptată. În cazuri favorabile, teoretic este posibil să se obțină o compensare perfectă prin aceste tehnici.

În al treilea rând, am demonstrat, folosind un exemplu de eroare parabolică sau de focalizare, cum este uneori posibil să se obțină o compensare mai bună cu un pseudo.conjugator de ordin scăzut (de exemplu, matrice cu patru colțuri) decât cu un sistem de ordin înalt.

Referințe

1. J.Opt.Soc.Am.67 (1977) Număr special privind optica adaptivă

2. A. Yariv, IEEE JQE QE-14, 650, (1978)

3. M.Born și E.Wolf, Principies of Optics (Pergamon Press 1957) pp. 246-250.

4. CRGiuliano, Fizica azi, aprilie 1981.

5. HHBarrett și SFJacobs, Optics Letters £ 190 (1979).

6. VK Orlov, Ya. Z. Virnik, şi colab.Kvantovaya Elektron. (Moscova 5,1389 (1978)

TIPUL DISTORSIUNILOR

VARIABIL

VARIABIL

9106-1

FIX

TIP DE

COMPENSARE

SUPRAFAŢĂ

NUME

VARIABIL

FIX

FIX

OPTICA ADAPTIVĂ

PSEUDO

CONJUGARE

EXEMPLE

PLACI CORRECTORE

PLACA CORRECTORA SCHMIDT

Oglinda sferica

Figura 1. O comparație a fundamentelor de compensare pseudo-conjugare cu compensare adaptivă și compensare cu plăci corectoare fixe.

11367-7

UN SISTEM DE COMPENSARE A REFLECȚIEI

REFLECTIV

PSEUDO

CONJUGATOR

B. SISTEM DE COMPENSARE A PSEUDO-CONJUGAȚIE CU ACȚIONARE ÎN AVANT

Două clase de sistem de compensare care utilizează elemente de pseudo conjugare. În sistemul cu acțiune directă, se presupune că căile de distorsionare și M2 sunt strâns corelate.

Figura

11367 2

(a) Un front de undă incident care poate fi aproximat printr-o undă plană pe aria fiecărui retro-element individual. (b) Undă care iese din matrice. Local

pantele frontului de undă sunt menținute, dar cu o discontinuitate la limitele elementelor. Linia punctată curbă arată frontul de undă care ar ieși dintr-o oglindă plană, în timp ce frontul de undă care ar ieși dintr-un conjugator de fază adevărat este identic cu frontul de undă

incident, dar timpul inversat. (c) Descompunerea frontului de undă reflectat în componente de piston și înclinare. (d) Frontul de undă de ieșire după a doua trecere a meduim-ului aberant.

(Scara orizontală din această figură, de obicei doar câteva lungimi de undă, a fost exagerată pentru claritate.)

11367-1

Figura 4.

Comportamentul raportului Strehl pe axa câmpului îndepărtat în funcție de mărimea unei distribuții date de aberație a erorii pistonului. Pentru magnitudini mari de aberație, raportul Strehl fluctuează aproximativ o valoare medie dată de inversul numărului de elemente de matrice (sau piston).

9106 12R1

(*e>rms- RADIANI —>

Figura 5. Dependența aproximativă a raportului Strehl de eroarea de fază rms. Chiar și un fi. reducerea netă (φθ) duce la o creștere substanțială a raportului Strehl pentru erori care depășesc 1,5 radiani rms. rmŠ

Figura 6a. Un reflector de colț (1 element}

9106-3R3

Figura 6b. Redirecționare matrice de lentile (2 elemente)

Figura 6c. Oglindă K cu acțiune directă (2 elemente)

Fioure 6. Trei tipuri de elemente de oseudo-conjugare care produc inversiuni locale ale amplitudinii complexului câmpurilor electromagnetice.

11367-9

Figura 7.

O matrice de pseudo-conjugatoare de ordin inferior de ordin Cnm, implementate ca reflectoare de colț.

figura 8

^02   ^22

(REFLECTIV

CONJUGATOR)

A. UN SISTEM DE PSEUDO-CONJUGARE REFLECTIVĂ

9106-10R1

C. APLICAȚIA LOOP

Trei topologii de pseudo-conjugare/compensare care au aceeași clasă de conjugator și aceleași capacități și limitări de compensare. Configurațiile B și C folosesc pseudo-conjugatori cu acțiune directă.

11367-8

Figura 9a. Topologia cu dublu trecere. Această abordare necesită ca conjugatorii pentru componentele pare și impare să nu modifice forma componentei de distorsiune de contrast.

11367-3

y) = O

Figura 9b. Topologia cu patru treceri. Această abordare asigură compensarea ambelor componente de distorsiune pare și impare, chiar dacă Ce ar modifica caracterul componentei de distorsiune impară care a afectat-o.

Figura 9.

Topologii de compensare care folosesc două

tipuri de matrice pseudo-conjugatoare.

Figura 10.

Exemple de distorsiuni de fază pare care pot fi conjugate perfect cu un pseudo-conjugator din clasa C20 (erori unidimensionale) sau C22 (când funcționează în două dimensiuni)

Figura 11. Aproximații în linie dreaptă la o eroare de focalizare sau parabolică unidimensională. Fiecare astfel de aproximare sugerează o matrice de pseudo-conjugare asociată, cu elemente care se centrează pe centrele segmentelor de linie.

9106-5R1

<4>e>2PC = 0 089 p2

Figura 12. Secvența de compensare în compensarea parțială a unei erori de focalizare prin intermediul unui conjugator reflectorizant din clasa C20·

1 1367-6

Figura 13. Un sistem de compensare în patru treceri pentru producerea unei compensații îmbunătățite a erorii de focalizare unidimensională.

11367-10

Figura 14.

Secvență de compensare în compensarea parțială a unui focar sau prin intermediul unei perechi de conjugatoare reflectorizante din clasele C£q și C^q. Această secvență este o continuare a celei din Figura 12.

9106-5

Figura 15.

Pseudo-conjugare/compensare dublă trecere a tablourilor unidimensionale din 3 clase diferite (cu 2, 4, 8 perioade).

erori de focalizare cu conjugatorul

Aberații de fază și tehnici de curățare a fasciculului în sistemele de fuziune cu laser cu dioxid de carbon

VK Viswanathan

Universitatea din California, Laboratorul Național Los Alamos

MS 532, PO Box 1663, Los Alamos, New Mexico 87545

Abstract

Această lucrare descrie diferitele sisteme de fuziune cu laser cu dioxid de carbon de la Los Alamos din punctul de vedere al unui designer optic. Sunt discutate tipurile de aberații de fază prezente în aceste tulpini, precum și tehnicile de curățare a fasciculului care pot fi utilizate pentru a îmbunătăți calitatea optică a fasciculului. Deoarece acesta este un articol de recenzie, unele rezultate publicate anterior sunt, de asemenea, folosite acolo unde este relevant."

Introducere

Sistemele de fuziune cu laser cu dioxid de carbon de la Los Alamos sunt sistemele laser Gemini, Helios^ și Antares. Primele două sunt în prezent operaționale și sunt utilizate pentru experimente țintă.

Antares este în prezent în construcție. De obicei, Los Alamos CO? Sistemele de fuziune cu laser constau dintr-un oscilator principal și un comutator electro-optic care produc un impuls sub nanosecunde. Acest puise este direcționat prin preamplificatoare, separatoare de fascicule și un amplificator cu trecere dublă sau triplă. Fasciculele amplificate intră apoi în camera tarqet și sunt focalizate pe o țintă. În secțiunile ulterioare ale acestei lucrări, ca exemplu, sistemul laser Helios este descris în detaliu. Sunt discutați parametrii opt.-tici de interes în sistemele de fuziune cu laser, precum și motivele deprecierii performanței optice. Este descrisă pe scurt schema de analiză folosită la Los Alamos, iar rezultatele calculate și obținute experimental în cazul laserelor Gemini, Helios și Gigawatt sunt discutate. Sunt descrise aberațiile de fază prezente în aceste sisteme, precum și schemele de îmbunătățire a performanței optice prin utilizarea de mai multe componente, filtre spațiale și elemente de optică adaptivă.

Descrierea sistemului laser He lios

Sistemul Helios este oarecum tipic pentru CO Los Alamos? Sisteme de fuziune cu laser, mai ales din punct de vedere al opticii. Sistemul optic Helios este schematic! 1 y prezentată în Fig. 1. Conține mai mult de 100 de elemente optice în 8 căi identice, fiecare de aproximativ 120 m lungime. Figura 2 prezintă schema optică a unuia dintre cele opt fascicule din sistemul Helios. (Celelalte șapte fascicule sunt similare din punct de vedere optic.) Un impuls nominal de nanosecundă este comutat de la un oscilator TEA printr-o matrice CdTe Pockels celi în trei trepte care acționează ca un comutator electro-optic. Apoi trece prin trei etape de preamplificare1 și divizarea fasciculului înainte de a intra în amplificatorul final. Figura 3 prezintă schema optică și traseul fasciculului printr-unul dintre amplificatoarele finale până la planul țintă. Din punct de vedere optic, amplificatorul final este un telescop gregorian afocal de 17X cu trei treceri. A 100 m J, aproape 2 cm grindă colimată en t. este amplificatorul cu trei treceri și crește energia la aproape 3 J în prima trecere. Apoi lovește o oglindă rotativă și este focalizată pe filtrul spațial. Fasciculul apoi se diverge și este deviat de o altă oglindă rotativă, iar energia sa în această a doua trecere divergentă ajunge la aproape 300 J. Trecerea dublă între celi absorbant saturabil și fereastra sait (elementul nr. 5 din Fig. 3) reduce energia la aproximativ 150 J. Fasciculul colimat cu diametrul de ~34 cm face apoi o a treia trecere de amplificare, iar energia ajunge la aproape 1200-1400 J. Fasciculul colimat este apoi pus să se focalizeze printr-o parabolă fără deschidere producând un fascicul f/2,4 la tarqet. În cea mai mare parte a sistemului, dimensiunea fasciculului este de aproximativ 2-2,5 cm în diametru. Cu toate acestea, în timpul celei de-a doua treceri prin amplificatorul final, diametrul fasciculului crește la aproape 34 cm și își păstrează această dimensiune până când este focalizat la țintă la un punct de ~120 Pm diametru.

Dintr-o geometrică! Din punct de vedere al designului optic, sistemul constă dintr-o serie de telescoape afocale de aproape IX, unele cu lentile pe axă și câteva cu oglinzi sferice în afara axei. Acesta este urmat de un telescop gregorian 17X, iar fasciculul extins este adus la focalizare de către o parabolă. Câmpul anqle este zero, iar înclinarea oglinzilor este destul de modestă. Cu excepția parabolei finale de

focalizare (unde f/numărul este 2,4), restul sistemului are f/numere mai mari. Henee, geometrica! Urmele de raze ale Sistemului (neglijând erorile de alionare și componente) ar arăta neg 1igib 1e _aberrații, iar tehnicile de evaluare bazate pe tehnici de r aytrac inq ar prezice un sistem limitat de difracție.

* Wo'r k' Ve r Гo r me i sub auspiciile II.S. Departamentul de Energie

Cu toate acestea, această abordare este valabilă numai pentru aspectul inițial al sistemului. Alți factori (cum ar fi propagarea prin difracție a fasciculului, modificările de intensitate datorate efectelor coerente și neliniare și efectele filtrelor spațiale) 1 imită utilitatea geometrica! tehnici sever. Singura modalitate eficientă de proiectare și înțelegere a acestor sisteme pare a fi propagarea amplitudinii și fazei fasciculului prin diferitele componente și distanțe, luând în considerare difracția și alte modificări datorate componentelor imperfecte, diferite deschideri și filtre spațiale, precum și ca orice efecte neliniare care există.

Considerații de proiectare _ pentru _ C 0 2 sisteme de fuziune laser

Există cinci considerente majore în proiectarea optică a sistemelor de fuziune cu laser. Din nou, luând Helios ca exemplu, deschiderile optice trebuie alese pentru a evita deteriorarea ferestrelor și a oglinzilor. În plus, dimensiunea ferestrei care ar putea fi fabricată cu succes limitează dimensiunea maximă a deschiderii la ~34 cm. Din aceasta, obiectivul de proiectare de 10 kü determină numărul de amplificatoare finale din sistem. În al doilea rând, coeficienții de presiune, volum și câștig din modulele finale de amplificare sunt aleși pentru a îndeplini cerințele de funcționare. A treia considerație este suprimarea paraziților și controlul răspândirii inverse a țintei amplificate. Aceste considerații implică utilizarea judie i ou a geometriei! dispunerea subsistemelor optice, precum și utilizarea filtrelor spațiale, nu numai pentru îmbunătățirea calității imaginii, ci și pentru protecția la retropuls a componentelor optice. Un exemplu izbitor este utilizarea filtrului spațial în dogleg al amplificatorului cu trei treceri. Pentru canalul înainte, acest filtru spațial acționează pentru a curăța fasciculul. Telescopul 17X devine un compresor 17X pentru fasciculul împrăștiat în spate de la țintă. Densitatea de energie devine destul de mare și poate deteriora componentele optice. Așadar, aceeași regiune de filtru spațial este utilizată în scopuri de defalcare a gazelor induse optic pentru a preveni deteriorarea. A patra considerație este că calitatea fasciculului focalizat, durata și raportul de contrast al pușilor produși să fie compatibile cu nevoile experimentelor țintă". sistem, componente cu un nivel de calitate acceptabil și utilizarea spația! filtre pentru'··.îmbunătăţirea calităţii fasciculului. În cele din urmă, fasciculele individuale trebuie să fie îndreptate și concentrate pe ținte de fuziune în cadrul cerințelor experimentale de ±20 pm. Acest lucru are implicații pentru asamblarea, stabilitatea și alinierea întregului sistem.

Performanța optică a sistemelor de fuziune cu laser COp

În această secțiune sunt discutați parametrii optici de interes, motivele degradării performanței optice, schema de analiză, caracteristicile de performanță și posibilele niveluri și tipuri de aberații prezente în aceste tipuri de sisteme.

Deși sistemele de fuziune cu laser seamănă cu sistemele convenționale, care formează o imagine aeriană în planul focal, scopul lor este de a cupla energia la țintă. În consecință, valorile funcției de transfer de modulație nu sunt de interes direct, iar parametrii optici de interes sunt raportul Strehl, iradința și distribuțiile de energie încercuită. La Los Alamos, acești parametri sunt calculați prin propagarea amplitudinii și fazei fasciculului laser prin întregul Sistem, luând în considerare difracția, precum și efectele componentelor imperfecte și alte efecte neliniare care apar în Sistem.1' Codurile care sunt utilizate pentru implementarea acestei proceduri de calcul sunt FRIN GE6 și LOTS7.

După cum sa subliniat mai devreme, cu componente perfecte, aceste sisteme tind să aibă performanțe limitate de difracție. Degradările apar mai ales din cauza imperfecțiunilor componentelor mari din sistem și a erorilor de aliniere. Eroarea medie de aliniere pentru un fascicul din Helios a fost arătată din experiența 1 1 γθ până la 34 pm, care este aproape de cerințele țintei. Figura 4 arată raportul Strehl calculat pentru unul dintre segmentele

Sistemul Helios .   Filtrul spațial 5 din Fig.4 este filtrul spațial din piciorul

triplu   (Fig. 3). Raportul Strehl la această stație este de 0,98 și toate

degradarea are loc între această stație și planul țintă în care apar elementele optice mari în Sistem. În calcul, a fost presupusă o eroare $\lambda/10$ p eak-to-v a 1 1 ey (pv) pentru diferența de cale optică (OPD) introdusă de fiecare dintre elementele optice pentru sistemul nominal. Elementele reale care apar în sistemul Helios înainte de acest filtru spațial au contribuit de fapt la dozare la λ / 20 pv în eroare.

Figura 5 prezintă rezultatele pentru sistemul Helios. Curba A reprezintă cazul limitat de difracție. Curba B reprezintă curba de calcul presupunând o eroare pv de $\lambda/10$ (aleatorie) introdusă de fiecare element optic din sistem. Curbele C și D reprezintă rezultatele computaționale și experimentale obținute pentru una dintre cele mai bune linii de fascicul din Helios. Curbele E și F reprezintă rezultatele computaționale și experimentale 1 1 y obținute5 pentru una dintre cele mai proaste linii de fascicul din Helios. Figura 6 prezintă schema optică a sistemului Gemini. Un puise nominal de nanosecundă este scos din oscilatorul TEA. Acest puise trece prin două etape de pr e amplificare 1 și atinge aproximativ un joule. Atunci este

tpllit Jntu tW0 bpams care 3re amplificat la putere maximă într-un amplificator mare, electron-beain-con-Γ0 θ '   1 Q -Presiune, dua 1 -beam-modu 1 e. Aceste bei-rr1· sunt aduse să se concentreze de

o parabolă cu deschidere frecventă. Figura 7 prezintă rezultatele computaționale și obținute experimental sau sistemul Gemeni. Aceste rezultate arată un acord rezonabil între calcule și rezultatele experimentale. Nivelul general al aberațiilor existente în frontul de undă este ?λ la 10,6 vm, cu 75Yo din acesta datorită ferestrelor mari din sistem și restul datorită aberației sferice, în mare parte.

crh ^mprovi_n_g perf o rm anţa optică

După cum sa subliniat anterior, aceste sisteme pot fi proiectate pentru a fi sisteme perfecte din convențional geometrica! din punct de vedere optic. Degradările apar în alinierea ansamblului și utilizarea unor componente optice noi, care „au dimensiuni mari (suprafețe din cupru turnat cu diametru de 16 inch, fiat și motorizate, ferestre N a C 1 etc.). Există în esență trei abordări pentru îmbunătățirea performanței. Prima este utilizarea filtrelor spațiale. Acest lucru este prezentat dramatic în Fig. 4, unde raportul Strehl crește de la 0,45 la 0,98 la filtrul spațial 5 (o dimensiune Airy dise în diametru). Cu toate acestea, Fig. 4 arată, de asemenea, că acest lucru este eficient doar până în acel punct al sistemului. Elementele mari care urmează scad dramatic nivelul de corecție și, în consecință, această tehnică poate funcționa doar până la un punct. A doua tehnică implică utilizarea unor componente mai bune. Acest lucru este ilustrat în Fig. 5. Setul de curbele E și F arată un raport Strehl de 0,2: curbele C și D arată un raport Strehl de 0,4, iar îmbunătățirea performanței celui din urmă set se datorează îmbunătățirii abilității sarea absorbantă saturabilă du1e-pas sed. Astfel, îmbunătățirea componentelor poate juca un rol într-o performanță mai bună. Cu toate acestea, după cum arată curba B, există o limită superioară definită care poate fi atinsă folosind componente practice (fiecare element contribuind la întâmplare cu o eroare λ/10 la frontul de undă). Ultima tehnică presupune utilizarea unui element optic deformabil. Figura 8 prezintă efectul utilizării unei oglinzi deformabile cu 19 actuatoare·'-θ pentru a îmbunătăți calitatea fasciculului. Această oglindă a fost concepută pentru a înlocui oglinda colimatoare din amplificatorul final Gemini și a fost produsă de Hughes Aircraft Company. Curba inferioară prezintă performanța sistemului laser Gemini (Strehl = 0,24), iar curba superioară arată că performanța atinge limita de difracție f Strehl = 0,99)

Concluzii

Aberațiile de fază prezente în CO Los Alamos? Sistemele laser par a fi susceptibile de corectare prin cele trei metode descrise mai sus. Utilizarea oglinzii deformabile pare să promite cea mai dramatică îmbunătățire. Cu toate acestea, caracterul dramatic al utilizării unei astfel de oglinzi într-un sistem real de fuziune cu laser nu a fost încă demonstrat.

Trimiteți inamicii

este C0 cu două fascicule? Sistemul de fuziune cu laser, în prezent operațional, fiind utilizat pentru experimente de cercetare a fuziunii cu izolare inerțială.

este un opt fascicule, subnan osecond-pu 1 se , 15-TW C0? sistem laser și instalație pentru studiul proceselor de fuziune cu laser și este în prezent operațional A 1 amos .

1 .

Alamos.

2.

Gemi

Jt

Helios

la Los

viza la

Los

?4_bpam, 40-kJ, C0 pulsat?

Д nprelate

amos . RL Carlson, JP Carpenter, D.

F. Haglund Jr., JA Hanlon, FL Jolly,

D i 0 xide

Electronică cuantică.)

L»r Al

4.

Instalația de fuziune cu laser”, Los

A1 amos

în prezent sub

constructie

la

R.

R . P . G 0 dwin ,

A 15-TW Carbon-

E. Casperson, RB Gibson și TF Stratton, „Helios:

Laboratorul Național (depus la Jurnalul de

D i 0 xide

Proc.

și Analiza Carbonului

Fuziunea cu laser a Los

VK Viswanathan, „Optical Systems Using I nterferometry and Fast Fourier Transform Techniques”, Alamos Conférence on Optics '79, SPIE Volume 190 (1979), pp. 158-164.

6. FRINGE este un program de reducere interforoaram dezvoltat de J. la Optical Sciences Center, Universitatea din Arizona.

7. LOTS (Laser Optical Transport System) este un cod de propagare a fasciculului laser dezvoltat de G.'Lawrence, în timp ce era la Centrul de Științe Optice, Universitatea din Arizona.

Я. I. Liberman și RF Benjamin, „Alignment Accuracy of the Helios CO? Laser,” Proc.'of the SPIE Vol. 179 (1979), p. 67-74.

9. Vezi articolul lui I. Liberman în „C ment Fus ion ,” (-r -

10 y к. Viswanathan, JV Parker, T. ... ----------.-. , -- --

Lau și K Price „Utilizarea elementului de optică adaptivă pentru corectarea erorilor de formă de undă Gemini C0?*Laser Fusion System”, Proc, al Conferinței de optică Los Alamos, Vol. 190, (1979), pp. 251-257.

5 .

Proiecta

L 0 0 mis ,

în timp ce era

Digest of Topical Meeting on Inertial Confine-(Opticaï Society of America, 1980), Paper TUB/10.

■ 1 - T A. Nussmier, CM Swigert, W. King, AS

1 în

Alamos Conférence on Optics '79, SPIE

AJUSTĂRI TRAIULUI GRUPULUI (BP)

Fig. 1. Schema optică a laserului Helios.

Smochin. ?. Schema optică a uneia dintre cele opt fascicule din Helios.

Fig. 3. Amplificatorul final 1 ifier-tar g et schematic regiune.

RAPPORTUL STREHL

Fig. 4. Raportul Strehl printr-unul dintre lanțurile de grinzi din Helios.

FILTRU SPAȚIAL CILINDRIC

OSCILATOR

Fig. fi. Schema optică cu laser Gemeni.

Fig. 7.

Fig. 8. Îmbunătățire datorită oglinzii deformabile.

Calcul ional și rezultatele experimentale pentru laserul Gemini.

Optică adaptivă – probleme și perspective

John W. Hardy

Sisteme optice Itek

10 Maguire Road, Lexington, Massachusetts 02173

Abstract

Această lucrare trece în revistă pe scurt aplicațiile și limitările opticii adaptive folosind componente discrete la problemele întâlnite în condiționarea fasciculului laser de mare putere. Aceste probleme includ erori de suprafață statică, aberații ale frontului de undă care variază aleatoriu din cauza distorsiunii termice a opticii și neomogenități în cavitatea laserului, precum și îndreptarea precisă a fasciculului în prezența vibrațiilor.

Sunt revizuite capacitățile dispozitivelor actuale, cum ar fi oglinzile deformabile și senzorii de front de undă. Sunt luate în considerare perspectivele pentru eliminarea unora dintre aceste limitări.

Introducere

Titlul acestei lucrări nu este menit să implice posibilități fără realizări solide între ele. stare sănătoasă, stili în anii ei de formare, cu cel

optica adaptivă este toate probleme și, de fapt, tehnologia este într-o dureri obișnuite de creștere.

optica în ultimii .10 ani a avut turbulențe și înflorire termică.^ devenind evident că optica adaptivă care formează fascicul, inclusiv performanța sistemului.

O mare parte din accent în dezvoltarea adaptivelor a fost pe compensarea căilor de propagare atmosferică pentru Odată cu dezvoltarea laserelor cu energie mai mare, optica poate fi folosită pentru a minimiza distorsiunile în interiorul laserului însuși, care altfel s-ar degrada serios.

Scopul tuturor sistemelor optice laser de înaltă energie este de a maximiza energia livrată unei ținte snecificate. Pentru a realiza acest lucru, sistemul optic trebuie să îndeplinească următoarele funcții: (1) îndreptarea și urmărirea fasciculului, f2) optimizarea calității frontului de undă și (3) combinarea și eșantionarea fasciculului.

Îndreptarea și urmărirea fasciculului necesită definirea unui punct de vizare, cu mijloace pentru detectarea și corectarea oricărei abateri a centrului de energie din acest punct.

Optimizarea calității frontului de undă necesită modelarea funcțiilor de amplitudine și fază ale fasciculului care atinge ținta. Intensitatea pe axă sau raportul Strehl este mult mai sensibil la erorile de fază decât la variațiile de amplitudine. De exemplu, o eroare aleatorie de fază de 1/20 val va reduce intensitatea pe axă la 73% din valoarea sa neaberată.

În unele aplicații, mai multe fascicule laser trebuie combinate și fazate pentru a produce profilul de intensitate dorit. Această funcție necesită utilizarea oglinzilor parțial reflectorizante sau a rețelelor de difracție care trebuie aliniate cu precizie.

Doar în cele mai simple aplicații, aceste cerințe pot fi satisfăcute cu optica fixă convențională. Pe măsură ce precizia punctării și necesarul de energie de vârf cresc, efectele perturbărilor aleatorii ale frontului de undă datorate gradienților termici, fluxului de gaz și neomogenităților din cavitatea laserului în sine devin factorii limitanți ai performanței. Deoarece astfel de perturbări nu pot fi prezise, este necesară o anumită formă de control adaptiv (sau feedback) asupra fasciculului optic pentru a menține performanța.

Doi dintre cei mai importanți parametri în proiectarea sistemelor optice adaptive sunt lățimile de bandă spațiale și temporale necesare pentru compensarea frontului de undă. Rezoluția spațială este determinată de lungimea de coberență a perturbațiilor frontului de undă, care variază într-o gamă largă. Efectele termice pot fi corelate pe zeci de centimetri; scara turbulenței în gaze este în general de ordinul câțiva centimetri. La cealaltă extremă, mecanismele de împrăștiere, cum ar fi neregularitățile de suprafață datorate strunjirii diamantelor sau împrăștierea aerosolilor, pot avea distanțe de corelație de câțiva micrometri. Frecvențele temporale asociate cu aceste perturbări acoperă în mod similar o gamă largă. Limitele aproximative ale surselor de eroare tipice sunt indicate în Figura 1.

Există o a treia dimensiune a acestei diagrame (nu este afișată); și anume amplitudinea erorii frontului de undă. Cele mai mari amplitudini de eroare a frontului de undă sunt, în general, asociate cu cele mai scăzute frecvențe spațiale și temporale, cu o relație în general inversă la frecvențe mai mari.

IO1

IO' - ?   ????9 Q ?7???

Aerosol mediu cu laser

în   împrăştierea omogenităţilor

IO4 -

?

?

IO3------------------------------------7

eu   eu

eu

Vibrație I Turbulență

Termic

Figura neregularități ale suprafeței

1   10IO2 IO3IO4 IO5 10e

Frecvența spațială, cicluri/m

Figura 1. Distribuția spațio-temporală a surselor de eroare a frontului de undă

Sisteme

Sistemele optice active pot fi clasificate în multe moduri diferite. În scopul prezentei discuții, vom lua în considerare două abordări principale: (1) compensarea directă a componentelor optice individuale și (2) compensarea trenurilor optice care conțin mai multe componente folosind un singur dispozitiv activ.

Prima abordare implică controlul local al figurii în care suprafața reflectorizante a unei oglinzi este forțată să mențină o formă nedeterminată în prezența perturbărilor externe. În mod obișnuit, acest lucru se realizează folosind un interferometru auxiliar, în afara fasciculului de lucru, pentru a monitoriza figura, făcând corecții la

viteză relativ scăzută la fața oglinzii cu dispozitive de acționare electromecanice. Dezavantajele acestei abordări includ necesitatea unei multitudini de sisteme de control individuale (câte unul pentru fiecare componentă) și faptul că alte surse de eroare a frontului de undă în calea optică, cum ar fi turbulența sau înflorirea termică, nu sunt nici detectate, nici corectate.

În a doua abordare, erorile globale ale frontului de undă acumulate într-un tren optic extins sunt măsurate și compensate folosind un singur senzor de front de undă și un dispozitiv de corecție. Pentru a obține acest rezultat, un fascicul de radiații trebuie să traverseze calea optică pentru a fi compensat. Într-un tip de sistem, acest fascicul poate fi fasciculul care iese de la laser însuși; în altul, radiația reflectată de la țintă traversează calea optică în direcția inversă și este măsurată la transmițător, așa cum se arată în Figura 2. După preluarea aberațiilor din calea optică, fasciculul de întoarcere este reflectat de o oglindă deformabilă și transmis la senzorul frontului de undă care produce un тap în timp real al aberațiilor frontului de undă. Corecțiile necesare pentru a compensa frontul de undă (adică pentru a-l converti într-o undă plană) sunt apoi calculate electric și transmise înapoi la oglinda deformabilă pentru a închide bucla de compensare.

Au fost dezvoltate mai multe tipuri diferite de senzori de front de undă, unii utilizând detecția de fază sau heterodină, iar alții măsurând panta locală a frontului de undă în raport cu o undă plană normală direcției de propagare.2 Senzorii de măsurare a pantei măsoară diferențele de cale optică (OPD).) al frontului de undă în unități de lungime, mai degrabă decât ca unghiuri de fază. Astfel de măsurători sunt independente de lungimea de undă. Fronturile de undă foarte aberate pot fi măsurate fără cele 2^ ambiguități inerente sistemelor de detecție în fază pură. Măsurarea directă a OPD este desigur compatibilă cu utilizarea oglinzilor active care controlează direct calea optică prin deformarea suprafeței.

Sistemul prezentat în Figura 2 presupune că laserul generează un front de undă plan perfect. Dacă fasciculul laser în sine este aberat, atunci este necesar un al doilea sistem de anulare a frontului de undă pentru curățarea fasciculului laser. Un aranjament tipic care utilizează un senzor de front de undă partajat este prezentat în Figura 3. Acest aranjament permite laserului și opticii de formare a fasciculului să fie vizionate, folosind un separator de fascicul și un retroreflector.

Figura 2. Sistemul de compensare a frontului de undă

Figura 3. Sistemul adaptiv care combină funcțiile de curățare a fasciculului

control și laser

Este de interes să se ia în considerare relația sistemelor de compensare a frontului de undă cu procesul de conjugare a fazelor. Un conjugator de fază optică este un dispozitiv sau un proces care generează o replică inversată în timp a unui front de undă optică.

Folosind principiul reciprocității optice, un front de undă care a suferit aberații atunci când se propagă printr-o cale optică distorsionată va avea acele aberații eliminate dacă este conjugat și retrag calea în direcția inversă.

Un conjugator de fază poate fi implementat utilizând un sistem de anulare a frontului de undă, cum ar fi cel prezentat în Figura 2, împreună cu o oglindă plană la locația laserului. Cu toate acestea, cel mai actual interes pentru conjugarea fazelor se datorează faptului că are loc ca proces fizic în anumite gaze și cristale neliniare.^ Deoarece funcționează la nivel molecular, procesul are o rezoluție spațială și temporală practic nelimitată. Conjugarea fazei \on-lirieare pare să fie foarte promițătoare pentru unele aplicații, dar discuțiile ulterioare sunt. în afara domeniului de aplicare al acestei lucrări.

Principalele limitări ale compensării adaptive a frontului de undă folosind dispozitive discrete sunt: Cl) rezoluția spațială, (2) răspunsul în frecvență temporală și (3) dispersia frontului de undă.

Rezoluția spațială a procesului de măsurare și compensare a frontului de undă determină precizia cu care poate fi corectată o anumită aberație a frontului de undă. Dacă aberațiile așteptate erau sistematice, cum ar fi defocalizarea sau astigmatismul, atunci corecturile necesare ar putea fi făcute exact, prin îndoirea suprafeței oglinzii de exemplu. Astfel de sisteme sunt denumite „modale" și se bazează de obicei pe seturi de funcții ortogonale cu deschidere întreagă, cum ar fi polinoamele Zernike. Există două dificultăți în această abordare. În primul rând, aberațiile întâlnite în lumea reală nu se potrivesc perfect cu matematica! abstracţii precum

P°lynoinials· Pentru a oferi un bun iit frontului de undă, un număr mare de superim ЛЛпгЛоЛ'Л L1SUa4y ъе етР1оУей, complicând sistemul de control și anulând orice avantaje pe care le poate avea abordarea modală. A doua dificultate este că implementarea practică a oglinzilor modale deformabile, dincolo de primele câteva moduri, devine extrem de aeristică. Din aceste motive, sistemele optice adaptive cu mai mult de câteva grade de arbore folosesc oglinzi „zonale", cu o serie spațială de actuatori identici de obicei, dar nu neapărat, într-un model uniform dreptunghiular sau triunghiular. Datorită lor regulate, oglinzile deformabile zonale sunt mai ușor de construit decât oglinzile modale atunci când numărul sau gradele de libertate depășesc trei sau patru.

Oglinzile zonale au o frecvență de tăiere spațială bine definită, egală cu l/2d, unde d este distanța dintre actuatori. Aberațiile cu o lungime de undă mai mică de 2d nu sunt compensate. Dacă statisticile spațiale ale aberațiilor așteptate ale frontului de undă sunt cunoscute, atunci eroarea reziduală datorată adaptării sau potrivirii frontului de undă poate fi determinată în funcție de numărul de actuatoare. Costul și complexitatea sistemelor active sunt aproape direct legate de numărul total de actuatoare, așa că trebuie făcut un compromis între costul total și performanță pentru a determina numărul optim. Distanța dintre actuatori pe oglinzile deformabile tipice variază de la aproximativ 3

mm pe oglinzile piezoelectrice monolitice până la 25 mm sau așa mai departe.

Considerații similare se aplică din nou în zonele de cost și complexitate. Mărimea acestor zone se oprește.

cu rezoluția spațială a sistemelor de măsurare a frontului de undă, sunt proporționale cu numărul de măsurători ai frontului de undă este de obicei egală cu distanța dintre dispozitive de acționare.

deformabil

A doua limitare este

Limitat fie de timpul necesar pentru a face măsurarea frontului de undă, fie de timpul oglinzii deformabile. Numărul de fotoelectroni necesari pentru a măsura un front cu o precizie de 1/20 de undă este mai mic de 100 pe sub-apertura, 4 astfel încât majoritatea sistemelor de compensare a laserului pot folosi timpi de măsurare extrem de scurti, 10 până la 100 psec fiind tipic.

răspunsul în frecvență temporal al sistemelor active.

Acesta poate fi răspunsul

În practică, sistemul de oglindă deformabil, inclusiv electronica sa de antrenare, este limitarea principală atât pentru răspunsul în frecvență temporală, cât și pentru gama de lentilă de front de undă disponibilă, așa cum este indicat în Figura 4. În cazul actuatoarelor piezoelectrice, excursia de suprafață este limitată de lungimea dispozitivului de acţionare şi tensiunea maximă de la capăt la capăt care trebuie aplicată. Utilizarea stivelor multistrat reduce tensiunea de antrenare necesară fără a reduce excursia totală deoarece straturile sunt mecanice

în serie.

Excursie la suprafață

Figura 4. Limitările oglinzii deformabile

Frecvența maximă utilă este limitată de rezonanțe mecanice din structură, care pot fi adesea suprimate prin utilizarea materialelor de amortizare. Disiparea puterii driverului per ctuator este proporțională cu frecvența temporală în funcție de tensiunea pătratului, astfel încât pentru o anumită putere a râului, tensiunea aplicată trebuie să fie scăzută la frecvențe mai mari, reducând excursia la suprafață, așa cum se arată.

Caracteristicile a două tipuri specifice de oglinzi deformabile, oglinda piezo-electrică monolitică (MPM) și oglinda cu acționare stivuită cu plăci subțiri, sunt descrise într-o secțiune ulterioară.

A treia limitare este dispersia frontului de undă în cadrul sistemului optic. Un model simplu care ilustrează acest efect este prezentat în Figura 5, în care o rază A incidentă pe un dispozitiv aberat W este deviată de la calea sa normală. Dorim să compensăm această aberație folosind un dispozitiv precum o oglindă deformabilă în planul C, situat la o distanță x de W.

Figura 5. Efectul dispersiei frontului de undă

Dacă lungimea de corelație a aberației la W este d și diferența de lungime a căii optice pe lungimea de corelație este p, atunci deplasarea razei în planul C va fi xp/d. Este clar că pentru ca compensarea să fie eficientă, această deplasare trebuie să fie mult mai mică decât d, leasing la cerința x < < d^/p.

Pentru majoritatea tipurilor de aberații, x poate fi destul de mare. În cazul distorsiunii termice, de exemplu, d poate fi 0,01 m și p poate fi 1 pm, dând x < < 10^ m. Prin urmare, o singură oglindă deformabilă ar trebui să aibă grijă de aberațiile termice care apar la câțiva metri de locația sa pe calea optică.

La cealaltă extremă, să luăm în considerare neregularitățile suprafeței, cum ar fi microstructura produsă de strunjirea diamantelor. Pentru acest caz, numerele tipice sunt d = 10 μπι și p = .0,05 μπι, dând x < <2 mm. Astfel, dacă ar exista un compensator de front de undă cu rezoluția spațială necesară, acesta ar trebui să fie situat într-o fracțiune de milimetru din planul de aberație. Această cerință ar putea fi realizată în practică prin imaginea planului de aberație pe oglinda deformabilă. Utilizarea componentelor auxiliare de imagistică este, totuși, nedorită, în special în sistemele cu energie înaltă, unde este necesar să se minimizeze pierderile de putere și să se evite concentrarea locală a energiei în planurile focale intermediare.

Pentru majoritatea aberațiilor, dispersia frontului de undă nu este la fel de extremă ca în cazul microstructurii, permițând unei singure oglinzi deformabile să compenseze căile optice de lungime apreciabilă.

Dispozitive

Sunt necesare două dispozitive cheie pentru a implementa un sistem de compensare a frontului de undă, cum ar fi cel prezentat în Figura 2; senzorul frontului de undă și oglinda deformabilă.

Doi senzori de front de undă care măsoară panta sunt reprezentați în Figura 6. În senzorul Hartmann, frontul de undă este împărțit într-un număr de zone, de obicei contigue și de dimensiuni egale. The

w

(a) Detectoare multiple de poziție a imaginii (testul Hartmann)

Φ Detectoare de cadran

Figura 6. Senzori de front de undă folosind principiul de detectare a pantei

lumina din fiecare zonă este adusă la o focalizare separată și poziția centroidului fiecărei imagini secundare este monitorizată de un dispozitiv fotoelectric. Aceste măsurători de poziție dezvăluie panta medie a frontului de undă pe fiecare zonă. Curbura frontului de undă reziduală peste fiecare zonă reduce precizia măsurării, astfel încât distanța dintre zone nu trebuie să depășească corelația

listarea erorilor așteptate ale frontului de undă. filtru cu potrivire parțială pentru detectonele de referință din cadranul i.

În mod ideal, detectorul pentru fiecare zonă ar trebui să fie o sursă, dar se pot obține performanțe utile

rh-^ilgnir®nv an<^ sțabilitatea elementelor de separare a deschiderii și a detectoarelor, fiecare dintre

ch trebuie localizat si calibrat cu precizie, sunt probleme majore cu ensorul Hartmann. Pentru a depăși aceste probleme, poate fi folosit un laser de aliniere locală5 și fasciculul poate fi nutat pentru a genera semnale de curent alternativ din fiecare cadran al detectorului.

Într-un interferometru de forfecare, frontul de undă care trebuie măsurat este împărțit în amplitudine în doi omponenți care sunt deplasați reciproc și recombinați unul cu celălalt pentru a genera un model de interferență. O metodă utilă de producere a fronturilor de undă forfecate este utilizarea unui rating de transmisie situat la focarul brațului, așa cum se arată în Figura 6b.2 Rețeaua produce imagini multiple deplasate ale frontului de undă incident, distanța de forfecare, s, fiind definită s deplasarea între benzile laterale de ordinul zero și de ordinul întâi. Un front de intrare de avion produce un câmp fără margini. Dacă într-o zonă este prezentă o pantă locală a frontului de undă de «radiani», faza modelului de intensitate produsă de interferența fronturilor forfecate în zona corespunzătoare va fi $Q = as/\lambda$. Deoarece forfecarea este produsă de un rating, s este proporțional cu lungimea de undă À , astfel încât faza franjelor 0 este direct proporțională cu panta frontului de undă, independent de λ . Această fază este ușor de măsurat prin trecerea rețelei la o viteză constantă și folosind o serie de detectoare fotoelectrice pentru a determina modificările periodice de intensitate în fiecare zonă a frontului de undă. Faza electrică a ieșirii fiecărui detector este extrasă prin înmulțirea acesteia cu un semnal de referință de fază fixă obținut direct din mișcarea rețelei. În acest fel, se obține o serie de tensiuni electrice, fiecare proporțională cu panta frontului de undă optică în zona de răspuns a deschiderii.

O perspectivă suplimentară asupra funcționării acestui senzor de front de undă poate fi obținută considerând grătarul ca pe un reticul de tăiere situat la imaginea sursei de referință, dacă considerăm că deschiderea sistemului optic este împărțită în mai multe zone, fiecare sau răspunzând. la un element detector din matrice, apoi fiecare zonă va produce o imagine a obiectului de referință de la rețea. O înclinare a frontului de undă într-o zonă va dispiace acel mag, astfel încât acesta este tăiat fie mai devreme, fie mai târziu, în funcție de

direcția de înclinare, lumina tăiată din fiecare zonă este preluată de elementul detector corespunzător și transformată într-un semnal electric. Diferența de timp dintre fiecare semnal și o referință fixă este măsurată electric pentru a oferi o ieșire proporțională cu înclinarea frontului de undă în fiecare zonă.

Din acest punct de vedere, anumite asemănări între rețeaua, interferometrul de forfecare și senzorul Hartmann devin evidente. Principala diferență este că intererometrul de forfecare necesită o singură componentă critică (gritul) care funcționează simultan pe toate zonele deschiderii, evitând necesitatea surselor auxiliare de aliniere, în timp ce senzorul Hartmann are două componente critice (lentila de sub deschidere și detector) pentru zona ach.

Interferometrul de forfecare a rețelei poate fi făcut să măsoare pante mari ale frontului de undă în mod univoc utilizând o distanță mică de forfecare care se obține cu o distanță mare între rețele. Rețeaua de radiații face posibil un interferometru de forfecare variabilă în care frecvența spațială scăzută la raza maximă oferă o gamă dinamică mare pentru închiderea inițială a buclei adap-Lve, în timp ce frecvența spațială mare la raza minimă asigură sensibilitatea ridicată necesară pentru obțineți mici erori reziduale de front de undă în timpul funcționării normale.

Toți senzorii de front de undă care măsoară panta necesită o operație de reconstrucție pentru a recupera frontul în sine. În mod normal, două măsurători ortogonale ale pantei frontului de undă sunt făcute pentru fiecare • locație de reglator; cu alte cuvinte, sunt de două ori mai multe măsurători decât necunoscute, astfel încât o potrivire cu cel puțin pătrate poate fi efectuată cu efecte benefice asupra propagării erorii.

Algoritmul de reconstrucție a frontului de undă utilizat cu interferometrul de forfecare a semnalelor de front de undă se bazează pe algoritmul conform căruia valoarea frontului de undă la orice nod este egală cu media celor patru noduri adiacente plus media celor patru diferențe de fază măsurate între noduri, adică. Acest algoritm se pretează la o simplă implementare analogică.L

Multe tipuri de corectoare de front de undă au fost propuse sau construite în ultimii ani, inclusiv celule Bragg, 6 oglinzi segmentate, 7 oglinzi piezoelectrice monolitice, oglinzi continue subțiri9 și oglinzi cu membrană.

Pentru aplicații de înaltă energie, MPM și oglinda continuă cu placă subțire par a fi cele mai potrivite. Ambele sunt robuste, stabile și pot fi echipate cu ușurință cu plăci răcite 11 MPM este capabil de excursii de suprafață de ordinul a ±1 pm, cu un temporal

lățime de bandă de 20 kHz. Construcția de bază prezentată în Figura 7 folosește un bloc monolitic de titanat de plumb și zirconiu (PZT), ceramică piezoelectrică, de obicei cu un diametru de 6 până la 10 cm, cu o serie de electrozi amplasați la suprafața superioară de care este lipită o placă de sticlă subțire. O tensiune aplicată între orice

electrod și planul de masă produce o deformare locală a suprafeței. Experimentează! MPM-urile au fost construite cu peste 300 de actuatoare. Un alt tip de oglindă deformabilă folosind o placă subțire cu actuatoare piezoelectrice discrete este prezentat în Figura 8. Acest tip de oglindă variază în diametru de la aproximativ 10 la 25 cm; exemplul prezentat are 37 de actuatoare într-o zonă activă de 16,5 cm diametru. Este capabil de deviație de ±10-μιτι, cu o lățime de bandă temporală de peste 1 kHz.

Figura 7. Oglindă piezoelectrică monolitică

Constructie

Număr de actuatoare 37

Diafragma controlată 165 mm

Deformarea suprafeței ±8 pm

Tensiune de control ±1.500

Caracteristici tipice

Raspuns in frecventa >1 kHz
Cifra suprafeței 0,22-pm
(neenergizat) vârf la vârf
Diametru total 250 mm

Figura 8. oglindă

Servomotor stivuit deformabil

Eșantionarea fasciculului este o funcție specială suplimentară necesară în sistemele de optică adaptivă. În cel mai simplu caz, este necesar să devii o cantitate relativ mică de energie în scopuri de diagnosticare și măsurare a frontului de undă, fără a introduce aberații nici în fasciculul principal, nici în eșantion. O tehnică este folosirea unui rețele de fază cu modulație foarte scăzută aplicată pe o suprafață reflectorizantă pentru a difracta o cantitate mică de energie din fasciculul principal. Astfel de rețele pot fi generate holografic și gravate pe suprafața oglinzii. Sistemele mai complexe necesită o componentă de partajare a fasciculului capabilă să separe un fascicul de retur de energie scăzută (adesea la o lungime de undă diferită) de un fascicul de ieșire de înaltă energie. Ca soluții la această problemă au fost propuse grătare blazed și grătare cu mai multe straturi (ingropate).

Concluzii

Ca urmare a unui deceniu de dezvoltare intensivă, principiile de bază ale compensării active a frontului de undă sunt bine înțelese. Cu toate acestea, dispozitivele necesare pentru implementarea sistemelor optice adaptive sunt total diferite de cele utilizate în optica clasică, iar principalul impediment în calea utilizării pe scară largă a acestor tehnici este starea relativ primitivă de dezvoltare și costul ridicat al hardware-ului. Ca urmare, optica adaptivă este utilizată în prezent

numai acolo unde nicio altă soluție nu este fezabilă, în principal pentru compensarea aberațiilor de front de undă optice care nu pot fi prezise cu precizie.

Privind spre viitor, este posibil să se conceapă dispozitive în care funcțiile de detectare a frontului de undă și de compensare sunt realizate într-un mod continuu spațial, spre deosebire de abordările discrete zonale sau modale nov; in folosinta. Prin aplicarea tehnologiei circuitelor integrate, cum ar fi cea folosită pentru rețelele de detectoare cu stare solidă, rezoluția spațială a senzorilor de front de undă și a oglinzilor deformabile ar putea fi împinsă în jos la intervalul micrometrului. Dacă procesarea datelor și alte funcții electrice ar fi integrate în mod similar, sistemele optice adaptive complete în buclă închisă ar putea fi ambalate într-un spațiu mic și ar putea funcționa cu fiabilitate ridicată în condiții nefavorabile.

Întrucât costul și fiabilitatea sistemelor active devin în cele din urmă mai competitive cu optica fixă convențională, este posibil ca sistemele active să devină în cele din urmă cea mai eficientă abordare pentru a obține performanțe optice înalte, chiar și în acele caruși când cerințele sunt necesare. poate fi specificat în prealabil cu precizie.

Referințe

1.

1977.

2 .

Problemă de actualitate privind optica adaptivă, J. Opt. Soc. Am., Voi. 67, pp.

Hardv, JW, Lefebvre, LW și Koliopoulos, CL, Real-Time Compensation, J. Opt. Soc. Am., Voi. 67, p. 360-369. martie 19777

HeiIworth, RW, Generarea fronturilor de undă inversate în timp prin refracție neliniară, J. Opt. Soc. Am., Voi. 67, p. 1-3. ianuarie 1977.---

4. Hardy, JW , Optica activă: o nouă tehnologie pentru controlul luminii, Proc. IEEE, voi. 66, p. 651-697. iunie 1978.

5. Schmutz, LE, Bowker, JK, Feinleib, J. și Tubbs, S., Senzorul de iradiere a imaginii integrate (I^): o nouă metodă pentru măsurarea frontului de undă în timp real, SPIE, voi. 179,

269-409. Martie

Atmosferic

pp. 76-80. 1979.

6. SooHoo, J., Hayes, CL și Brandewie, RA, un modulator optic acustic pentru

CO? Lasere, Proceedings of Electro-OpticaL Systems Design Conférence. 197 2 . (. Industri al

anã Scientific Conférence Management, Chicago, 1972) p. 164.

7. Pearson, JE, Bridges, WB, Hanson, S., Nussmeier, TA și Pedinoff, ME, Tehnici adaptative optice cohérente: proiectarea și performanța unui sistem COAT multidither vizibil cu 18 elemente, Appied Opt ics, voi. 15, p. 611-621. martie 1976.

8. Everson, JH, New developments in deformable surface devices, SPIE, Voi. 141, pp.

11-15. 1978.

9. Everson, JH, Aldrich, RE, Cône, M. și Kenemuth, J., Device parameters and optical performance of a stacked actuator deformable mirror, SPIE, Voi. 228, p. 34-40. 19Ж

10. Grosso, RP și Yellin, M., The membrane mirror as an adaptive optical element, J. Opt. Soc. Am., Voi. 67, p. 399-4067 martie 1977.

11. Everson, JH și Greenough, JA, Evaluarea unei oglinzi monolitice deformabile/

unitate schimbător de căldură, SPIE, Voi. 179, p. 91-977 1979.

Sistem local de corecție optică

PL Misuinas

Air Force Weapons Laboratory/ARAA Kirtland Air Force Base, New Mexico 87117

C. Chi

Hughes Aircraft Company, divizia electro-optică Culver City, California 90230

Abstract

Sistemul de corecție optică locală (LOCS), în prezent în fabricație, este un concept de control al fasciculului de generație următoare. LOCS este proiectat pentru a demonstra eșantionarea cu deschidere completă a frontului de undă de ieșire, alinierea și stabilizarea utilizând un arbitru stabilizat inerțial și corectarea erorilor locale ale trenului optic. Eșantionarea se face printr-un grătar holografic cu eficiență redusă pe oglinda primară de 60 cm. Rețeaua difractează un fascicul de sondă vizibil (0,632 microni) într-un senzor de front de undă din spatele oglinzii secundare. Informația frontului de undă este procesată

în timp real, iar o oglindă deformabilă este acționată pentru a modifica fasciculul de ieșire. Accentul principal se pune pe eliminarea distorsiunilor generate intern. Livrarea sistemului la Laboratorul de Arme al Forțelor Aeriene este programată în prezent pentru noiembrie 1981. Testele preliminare ar trebui să fie finalizate până în mai 1982.

Introducere

Sistemul local de corecție optică (LOCS) este următorul pas în dezvoltarea sistemului de control al fasciculului. LOCS este un sistem breadboard de laborator care va demonstra corectarea erorilor din trenul optic, cum ar fi deformarea și denaturarea oglinzii, și va demonstra alinierea și stabilizarea utilizând o referință inerțială. Hughes Aircraft Company construiește LOCS în baza unui contract guvernamental. Când va termina, Hughes va livra LOCS Laboratorului de Arme al Forței Ai (AFWL) pentru testare. Livrarea sistemului este acum programată pentru noiembrie 1981, iar testarea preliminară ar trebui să fie finalizată până în mai 1982.

Funcționare LOCS

Vezi Figura 1. Un laser HeNe de 3,39 pm reprezintă fasolea dispozitivului cu laser de înaltă energie (HEL) Un beamsplitter combină fasciculul dispozitivului cu un fascicul de sondă de 0,6328 pm. Într-un sistem HБ real, divizorul de fascicul ar fi posibil o rețea de difracție. Ambele fascicule se deplasează pe trenul optic către oglinda primară. La oglinda primară, o eficiență scăzută (-10 la sută rețeaua holografică difractează o parte a fasciculului sondei în senzorul din spatele oglinzii secundare. La frontul de undă al senzorului, unghiul și datele de translație sunt extrase și introduse în tl· Macro Arithmetic Processor (MAP) Folosind software-ul dezvoltat de Aeroneutronic Ford în cadrul programului Tracker Breadboard Test System, MAP calculează erorile frontului de undă în staniu real și generează semnale de control pentru oglinzile deformabile și înclinate. transmiteți înapoi prin trenul optice către o casetă de diagnosticare a fasciculului.Secțiunea următoare prezintă sistemul mai detaliat.

subsisteme LOCS

Subsistemele primare sunt bancul optic generator de fascicule (BGOB), ansamblul primar/senzor Holographi și bucla de control al opticii adaptive.

BGOB. Vezi Figura 2, care prezintă diagramele BGOB. Cele două fascicule laser sunt extinse la cm diametru și apoi combinate la primul divizor de fascicul. Ansamblul de aliniere a fasciculului determină dacă grinzile sunt coaxiale. Oglinda deformabila are o deschidere clara de 18 c si 61 de actionari. Dispozitivele de acţionare sunt în 4 inele concentrice cu un centru de acţionare. Nouăsprezece actuatoare influenţează direct suprafaţa oglinzii sub fasciculele de 10 cm. Generatoarele de abei ration sunt fíats deformate, unul astigmatic și unul comat, cu eroare de la 4 până la 5 pm. Fiat-urile pot fi rotite pentru a da o eroare care variază în timp. Diagnosticarea returului determină calitatea frontului de undă de ieșire de la fasciculul de retur de pe fiat-ul de referință.

Holografie primar/ansamblu senzor. Vezi figura 3. Oglinda primară și secundară sunt montate într-un butoi din grafit/epoxi, cu un păianjen cu 3 brațe care susține oglinda secundară. Oglinda primară este o parabolă de 60 cm diametru, f/1,5, realizată din Zerodur cu un strat de aur Un grătar holografic este gravat în aur. Rețeaua este concepută pentru a difracta aproximativ 10% din fasciculul sondei vizibile în ansamblul senzorului din spatele oglinzii secundare.

Oglinda inclinata

Figura ì. Sistem LOCS

Figura 2. Beam Reneratinq Optical Rench

GRAJD

PLATFORMĂ

GRÂDUL HOLOGRAFIC PE PRIMAR----

SENSORI

• UNGHI

- · TRADUCERE

• FRONT DE UND

Figura 3. Primar/Senzor. Asamblare

Eșantionul este împărțit între senzori de unghi, translație și front de undă. Pentru LOCS, senzorul frontului de undă este o mască Hartmann cu un reticul rotativ. Aberațiile care vor fi sesizate pentru corectare sunt focalizarea, astigmatismul, coma și dover. Ansamblul senzorului folosește o mască cu șase găuri pentru a oferi o lățime de bandă de corecție de 30 Hz, care este scopul de proiectare pentru LOCS. Senzorul de unghi determină o eroare de îndreptare prin compararea probei de fascicul sondei cu un fascicul de diode laser GaAs (0,82 pm) de pe platforma stabilă. Platforma, montată în spatele oglinzii primare, este stabilizată cu giroscop și acționează ca o referință stabilizată inerțial. Obiectivul de stabilizare a lățimii de bandă este de 50 Hz. Designul va fi testat prin plasarea ansamblului telescopului pe o masă mare de agitare.

pentru o anumită frecvență

asta poate fi programat!

Bucla de control optică adaptivă. Bucla de control optică adaptivă include software-ul de corectare a ordinii superioare dezvoltat de Aeronuetronic Ford, sistemul informatic MAP/NOVA, două oglinzi de

direcție Lockheed FM-8, oglinda deformabilă Hughes și oglinda secundară. Semnalele senzorilor trec prin convertoarele A/D direct către sistemul MAP/NOVA. Calculatorul NOVA este computerul gazdă pentru MAP și servește și ca interfață pentru operator. MAP-ul procesează semnalele senzorului pentru a genera semnale de acționare pentru oglinda înclinată și deformabilă. Sistemul este limitat de senzorul frontului de undă, care nu poate colecta suficiente date pentru a face mai multe corecții. MAP generează, de asemenea, semnale de acționare pentru corectarea focalizării oglinzii secundare. Corecția focalizării este un calcul separat în MAP și nu se face de oglinda deformabilă.

Statusul curent

Începând cu luna iunie, LOCS este în curs de integrare preliminară la Hughes Aircraft Company. BGOB este aproape complet; Rămân ceva de lucru la pachetul de diagnosticare, iar unele divizoare de fascicul sunt acoperite. Oglinda primară este completă, cu excepția grătarului holografic. Cifra finală este de aproximativ λ/30 în vizibil. Celelalte elemente optice sunt în esență complete. Designul platformei stabile este finalizat și a început fabricarea. Ansamblul senzorului este complet, cu excepția unor acoperiri de separare a fasciculului. Odată ce se încheie checkout la Hughes, LOCS va fi adus la Laboratorul de Arme al Forțelor Aeriene pentru integrarea finală. Apoi vor fi verificate oglinda deformabile/buclele optice active, iar diagnosticarea va fi integrată. Când integrarea este finalizată, personalul AFWL va testa performanța LOCS pentru stabilizare, aliniere și corectare a frontului de undă.

rezumat

Această lucrare a descris pe scurt sistemul de corecție optică Locai aflat acum în fabricație. S-a sperat că rezultatele testelor preliminare vor fi disponibile pentru această lucrare, dar problemele tehnice au alunecat programul de la livrarea inițială în mai până în noiembrie 81. Este de așteptat ca tehnologia demonstrată de LOCS să aibă impact asupra proiectelor viitoare ale sistemelor laser.

Mulțumiri

Autorii doresc să recunoască faptul că sunt prea mulți pentru a enumera personalul Hughes al cărui efort este să facă LOCS să aibă loc. Lucrarea care a condus la această lucrare a fost efectuată sub numărul contractului AFWL F29601-80-C-0015.

Aspecte de detectare și control a frontului de undă într-un tren optic cu laser de înaltă energie

Michael Bartosewcz, Noah Bareket

Lockheed Missiles and Space Company, Inc., Laboratorul de cercetare Palo Alto 3251 Hanover Street, Palo Alto, California 94304

Abstract

În această lucrare, trecem în revistă elementele majore ale unui sistem de control și de detectare a frontului de undă HEL Г ₽^Ъ1^и1аГ accent pe demonstrații experimentale și componente hardware dezvoltate la Lockheed Missiles & Space Company, Inc. Revizuirea se concentrează pe trei elemente importante de control al frontului de undă: eșantionarea frontului de undă, detecția frontului de undă și oglinzile active. Sunt descrise metode de eșantionare a frontului de undă prin rețele de difracție. Sunt explorate unele evoluții noi în detectarea frontului de undă. Sunt descrise eforturile de dezvoltare hardware a oglinzilor de direcție rapidă și a oglinzilor deformabile controlate de eoge.

Introducere

Multe sisteme laser de înaltă energie existente și propuse se bazează pe controlul frontului de undă în timp real pentru a obține performanță optică. Sistemele HEL pentru comunicații, armament, transmisie de putere, propulsie de rachetă sau fuziune cu laser pot folosi diferite grade de control al frontului de undă, variind de la stabilizarea relativ simplă a vibrației fasciculului până la compensarea completă a fazălui. Oistoriunile frontului de undă pot iniția la dispozitivul laser și, pe măsură ce fasciculul de mare putere se propagă prin sistem, surse suplimentare de distorsiune contribuie la degradarea calității frontului de undă. Aceste surse includ jitter-ul indus de optica răcită și aberații de oră mai mari care rezultă din cartografierea iradierii și curbarea termică, precum și erorile de suprafață de fabricație mai tradiționale. Numeroase configurații de sisteme optice adaptive pot fi utilizate pentru a îmbunătăți calitatea frontului de undă a sistemului HEL cu diferite grade de complexitate. Comun acestor sisteme adaptive sunt trei blocuri importante: elementele de eșantionare a frontului de undă, senzorii de front de undă și oglinzile active. În timp ce aceste elemente nu sunt deloc necesare pentru a construi un sistem optic adaptiv, ele sunt oacKoone sau multe astfel de sisteme.

Trecem în revistă câteva aspecte ale acestor trei elemente de control al frontului de undă. Nu se intenționează să fie o analiză cuprinzătoare a acestor domenii, care progresează rapid, ci se concentrează mai degrabă pe munca efectuată la Lockheed Missiles & Space Company, Inc., pe acest subiect.

Elemente de prelevare a frontului de undă

Funcția elementelor de eșantionare a frontului de undă este de a oferi un eșantion de înaltă fidelitate a fasciculului HEL pentru detectarea erorii de fază a frontului de undă. Ca urmare, este necesar ca elementul de eșantionare să nu introducă aberații care nu sunt comune și fasciculului HEL sau care nu pot fi modelate și contabilizate sistematic. Mediul cu energie ridicată exclude multe dintre tehnicile tradiționale de eșantionare, cum ar fi divizoarele de fascicul transmisiv, și au fost dezvoltate noi metode de eșantionare. Dintre acestea, eșantionarele cu grilaj de reflexie au acordat o atenție specială. Gratarele sunt deosebit de atractive pentru eșantionarea grinzilor HEL monocromatice; Tney poate rezista la un nivel ridicat de flux, eficiența lor de eșantionare poate fi controlată prin variarea

adâncimii canelurii, iar aberațiile pot fi modelate și calibrate pentru a produce un sistem de eșantionare cu fidelitate ridicată.

Fasciculul HEL poate fi eșantionat oriunde în trenul optic, în funcție de configurația sistemului, se poate distinge între eșantionarea unui fascicul colimat și a unui fascicul extins, suprapus. Acesta din urmă este cazul cu sistemul de unde de ieșire numit în mod obișnuit, care este utilizat pentru a controla calitatea fasciculului transmis de telescoapele expansoare de fascicul HEL. Grilajele de pe oglinda primară furnizează o probă a fasciculului pe măsură ce acesta părăsește ultimul element optic al sistemului. Configurația poate varia de la o probă coerentă cu o placă cu zonă cu deschidere completă la un sistem asemănător Hartmann în care sunt utilizate o multitudine de rețele de probă. Un sistem Hartmann generic este prezentat în Figura 1. Frontul de undă de ieșire este împărțit de rețele în mai multe sub-apertura, lumina din fiecare sub-apertura direcționată către un focar separat. Fasciculele focalizate sunt de obicei aduse printr-o gaură din oglinda secundară pe un senzor montat în spatele acesteia. Aici, centrul de intensitate al fiecărei imagini este urmărit pentru a măsura înclinarea medie a frontului de undă în sub-apertura. Eșantionarea completă a plăcii de zonă este similară cu eșantionarea Hartmann, cu excepția faptului că întregul primar este umplut cu o singură placă de zonă holografică slabă. Din nou, frontul de undă eșantionat este în mod obișnuit direcționat către un plan focal după primarul.

HARTMANN

DETECTOR

Figura 1.

SENSOR HARTMANN Fl W

DIRECȚIE SO-yrad OFF-AXIS BEAM

FAR FIELO

Figura 2.

Hartmann grating eșantionare a unui front de undă de ieșire

Efectul direcției fasciculului în afara axei. Câmpul îndepărtat este limitat de difracție, în timp ce fasciculul eșantionat prezintă comă

O preocupare cheie a abordării de eșantionare Hartmann pentru a detecta frontul de undă de ieșire al unui sistem HEL este cât de bine reprezintă centroizii fasciculelor eșantionate, așa cum sunt detectați de senzorul frontului de undă din spatele oglinzii secundare! calitatea reală a frontului de undă de ieșire. În cazul ideal, mișcările centroidului sunt proporționale cu o înclinare medie a frontului de undă peste sub-apertura. Cu toate acestea, acest lucru este corect în sens absolut numai pentru orientarea pe axă și pentru o oglindă primară perfectă, nedistorsionată. Mișcarea sau distorsiunea oglinzii va muta, de fapt, locația sub-apertura într-un mod care poate fi uneori

interpretat incorect de senzorul frontului de undă. Acest lucru este demonstrat în Figura 2, care prezintă rezultatele unui program de simulare de trasare a razelor și rețele. În acest exemplu, direcționarea fasciculului în afara axei, care produce stili un fascicul de câmp îndepărtat limitat cu difracție, prezintă o cantitate considerabilă de comă în planul senzorului, așa cum este de așteptat de la un sistem conjugat finit.

Studiile privind tehnicile de producție a rețelelor holografice la LMSC includ aspecte ale metodelor de depunere a rețelelor și ale scalei lungimii de undă.1'2 Rețelele au fost depuse pe oglinzi folosind atât suprafața fotorezistentă, cât și substraturi gravate cu ioni de până la 15 cm în diametru. Grilajele au prezentat o uniformitate ridicată și au păstrat figura optică a oglinzii substratului. Figura 3 prezintă o parabolă cu diametrul de 15 cm cu 18 ioni gravați aplicați. Calitatea optică a fasciculelor eșantionate poate fi dedusă din Figura 4, care arată modelul pian focal al fasciculelor eșantionului suprapus, precum și modelul de difracție dintr-un singur fascicul.

Figura 3. Gratare depuse pe oglinda parabolica

Figura 4. Planul focal al unei unde de ieșire eșantionată de oglinda din Fig. 3. Stânga: fascicule suprapuse. Dreapta: model de difracție dintr-o singură rețea

Probleme speciale apar atunci când dispozitivul de prelevare a fasciculului cu rețea trebuie să funcționeze cu lasere în infraroșu. Deoarece fotorezistul este insensibil în această regiune spectrală, este necesar să se construiască rețelele la o lungime de undă mai scurtă, de obicei cu lumină albastră sau UV. Este necesar să se dezvolte tehnici de construcție care să compenseze aberațiile chomatice

inerente elementelor holografice. La LMSC a fost dezvoltată o procedură pentru a proiecta elemente optice care sunt utilizate în timpul procesului de construcție pentru a compensa aberra-10ns. Programul de proiectare pentru computer æne permite utilizatorului să specifice un fascicul de construcție și să specifice performanța rețelei la lungimea de undă de operare. O urmă de raze este apoi per-tormeo, folosind ecuația rețelei, pentru a calcula un set de raze aberate la lungimea de undă de construcție care va genera rețeaua necesară. Un program convențional de optimizare a lentilei este apoi utilizat pentru a configura un sistem de lentile sau oglinzi care focalizează raza aberată într-un punct. O sursă de lumină în acel punct, împreună cu această lentilă, servește astfel la generarea celui de-al doilea fascicul de construcție necesar.

Un exemplu de proiectare este prezentat în Figura 5. Figura arată locația a două surse punctuale și a unei oglinzi sferice care sunt utilizate pentru a construi rețele cu lumină de 0,4579 m și pentru a obține performanțe limitate de difracție la 2,8 m. Așa se arată urmele mai multor raze, definite la deschiderea rețelei, așa cum sunt calculate la focalizarea geometriei setului de raze.

Într-un fascicul colimat, un grătar de linie depus pe o oglindă poate fi folosit pentru a eșantiona HEL. Există câteva avantaje pentru o configurație cu rețea dublă, un „romb de rețea”, așa cum se arată în figura ó(a). Acest aranjament compensează efectele de dispersie, deoarece orele conjugate sunt utilizate în fiecare grătar. De asemenea, oferă o modalitate convenabilă de injectare a unui echipament de aliniere coliniară în trenul optic HEL, o procedură care apare adesea în sistemele HEL cu infraroșu. O modalitate de injectare a unui fascicul laser de aliniere este prezentată în Figura 6(b). Folosirea retroreflectorului pentru a reflecta lumina într-un senzor de ochire asigură că ambele fascicule au aceleași elemente optice și, prin urmare, aceleași aberații.

DEFINIȚIA RAZEI CN

15-cm DIAGRAFĂ DE GRĂTARE

FOCALIZARE GEOMETRICĂ A RAZELOR DE GRÂR

Figura 5. Exemplu de proiect al rețelei holografice la scară de lungime de undă

(a) (b)

Figura 6. (a) Rhomb de grătar (b) Gratare

romb folosit pentru vizionarea unui fascicul de aliniere cu fasciculul HEL·

Senzori de front de undă

____ _______se maturizează o interacțiune din ce în ce mai mare între aplicația mai tradițională de testare optică și diagnosticare a fasciculului și detectarea frontului de undă pentru adaptare

Л ..,____j___ .1 zx Z-, ri xy Ί τ zv ζΙ 4-ΐ́1 t- ocl- i ΤΙΠ

scheme de senzori

Zona de detectare a frontului de undă continuă să se dezvolte rapid.

în lucrul naraware. Există un <

лпгiciГм Metodele de interferometrie heterodină, aplicate de mult timp testelor optice, sunt deosebit de atractive pentru detectarea frontului de undă, iar interferometrul cu forfecare heterodină, într-o formă sau alta, este cel mai utilizat senzor de front de undă implementat până în prezent. Spre deosebire de interferometrul de forfecare care măsoară panta frontului de undă, interferometrele de măsurare directă a fazei nu sunt ușor de adaptat de la testarea optică la aplicațiile de detectare a frontului de undă. Un motiv principal este că, în sistemele de optică adaptivă sau de diagnosticare cu fascicul, un front de undă de clarificare nu este ușor disponibil. Recent, la Centrul de Științe Optice, Universitatea din

Nou

SPIE Vol. 293 Wavefront Distorsions in Power Optics (1981) / 227

Arizona, în cadrul unui program sponsorizat de LMSC.3 Aceasta este o modificare a unui interferometru cu difracție punctuală, așa cum este prezentat în Figura 7. Interferometrul este configurat ca un cub de separare a fasciculului cu un punct reflectorizant pe o parte și un sfert de undă pe cealaltă. Punctul reflectorizant oferă frontul de undă de referință, în timp ce placa de întârziere rotește polarizarea celuilalt fascicul. Printr-o combinație de întârzieri și polarizatoare, modulația de fază sau schimbarea frecvenței pot fi introduse între fronturile de undă polarizate ortagonal, creând un model de interferență în mișcare ca într-un interferometru heterodin convențional. Principalul dezavantaj al acestui interferometru este eficiența sa scăzută a luminii, care probabil exclude utilizarea lui cu surse de lumină slabe. Este, totuși, ideal pentru diagnosticarea fasciculului și aplicațiile în buclă locală, unde eficiența nu este, în general, o considerație importantă, datorită configurației sale optice și electronice extrem de compacte.

Figura 7. Interferometru heterodin cu auto-referențiere

Un subset interesant de senzori de front de undă sunt senzorii utilizați cu sistemele de unde de ieșire de tip Hartmann.

sarcina de a determina poziția multor puncte de imagine sub deschidere la viteze mari.

Funcția lor este echivalentă cu cea a trackerelor multi-țintă și, în principal, experiența mare obținută cu multitudinea de trackere optice dezvoltate până în prezent poate fi direct aplicabilă senzorilor de front de undă de acest tip. Diverse scheme au fost descrise mai devreme, inclusiv dispozitive de vizualizare a imaginii și derivați de interferometru de forfecare. 4

Astfel de senzori se confruntă

Rețelele de detectoare sunt orientate

La Lockheed, am dezvoltat și experimentat recent un senzor Hartmann care utilizează rețele de detectoare liniare și scanare asincronă pentru a efectua măsurarea poziției necesare. Nu este ■ un dispozitiv de imagistică, ci mai degrabă utilizează oglinzi mari oscilante rapid pentru a realiza integrarea linie a distribuției spotului pe o axă,

de-a lungul axei ortogonale și sunt utilizate pentru a determina centroizii imaginilor linii rezultate, măsurarea dimensională este doar divizată și direcționată către un senzor identic, rotit cu 90 de grade. Avantajul acestui senzor față de dispozitivele de urmărire a imaginii bidimensionale constă în reducerea drastică a elementelor detectorului, ceea ce accelerează rata de măsurare. Rețelele de detectoare 1D sunt disponibile în regimuri spectrale în care rețelele 2D de dimensiunea necesară nu sunt disponibile. placa de laborator a unui senzor de matrice liniar scanat este prezentată în Figura 8.

Seanul este furnizat de un rezonant oscilant de 10 kHz Ieșirea detectorului citit în serie este procesată de un microprocesor controlat,

Deoarece asta rezultă într-o singură-

grinzile sunt

Principalul

De asemenea,

Un laborator Funcționează la

vizibil folosind rețele de diode de siliciu. oglindă.

procesor de conductă cablat care efectuează o liniarizare în două puncte la ieșirea detectorului și apoi calculează centroidul punctelor.

rata de trame. La un interval de eșantionare de 8 elemente detectoare, precizia măsurării centroidului este mai bună decât 1/100 din

În prezent

sistemul operează la 4 kHz peste diametrul discului Airy diametrul său spot.

Oglinzi active

Una dintre cauzele majore pentru degradarea performanței sistemelor HEL este înclinarea de înaltă frecvență, sau fluctuația, în fasciculul laser. De obicei, sursele de fluctuație includ dispozitivul laser și vibrațiile induse mecanic în trenul optic. Oglinzile de direcție rapidă pentru stabilizarea fluctuației sunt astfel un element important al oricărui sistem optic adaptiv.

Problemele cu care se confruntă proiectantul unor astfel de oglinzi apar din cerința unei dimensiuni relativ mari, combinată cu răspunsul rapid la amplitudini mari. Probleme suplimentare apar atunci când este necesară răcirea, deoarece sistemele de răcire sunt în sine o sursă de fluctuație.

Lockheed a dezvoltat o familie de oglinzi de direcție rapidă cu 2 axe atât pentru aplicații răcite, cât și nerăcite. Oglinzile încorporează actuatoare electrodinamice de cuplu mare cu mase de anulare a reacției. Oglinzile sunt montate pe qimbaluri cu frecare foarte scăzută, care nu necesită lubrifiere și, în esență, nu se uzează. Lockheed a produs și testat oglinzi de direcție rapide, cu dimensiuni cuprinse între 5 cm și 40 cm în diametru și cu lățime de bandă de până la 400 Hz, cu amplitudine maximă de peste 20 mrad. O ilustrare a unei oglinzi cu 2 axe răcită de 5 cm împreună cu curba de răspuns este prezentată în Figura 9. Oglinda este proiectată pentru o excursie de vârf de + 2 mrad cu o rezoluție mai bună de 1 rad.

Figura 8. Placa de laborator a unui senzor de front de undă cu matrice liniară scanată

DEPLAȘAREA DE VÂRF VS CARACTERISTICILE DE FRECVENȚĂ

O oglindă nerăcită de 16 cm cu capacitate similară este prezentată în Figura 10. Figura 11 este o fotografie a unei oglinzi de direcție rapidă răcită de 30 cm care a funcționat de câtiva ani. Răspunsul dinamic al oglinzii este similar cu celelalte. Când funcționează într-un mod în buclă deschisă, cu o scădere a presiunii lichidului de răcire de 500 psi și un debit de 2,0 lire pe secundă, fluctuația oglinzii este mai mică de 0,5 rad.

Deformad oglinzi

Figura 9.

Abordarea predominantă pentru construirea de oglinzi deformate cu multe grade de libertate este „oglinda zonală" în care dispozitive de împingere și tragere, de obicei, dispozitive piezoelectrice, sunt utilizate pentru a deforma o placă frontală relativ subțire.4 Unele dintre problemele asociate cu această abordare. rezultă din aplicarea a ceea ce este în vigoare, o lege de control discontinuă la o oglindă continuă. Acest lucru poate duce la actuatorii învecinați negativ

reciproc și în introducerea aberațiilor de frecvență spațială înaltă, în timp ce pentru a corecta aberațiile de ordin inferior. Alte probleme sunt asociate cu actuatoarele piezoelectrice care prezintă unele caracteristici nedorite, cum ar fi histereza și

Mic răcit

oglindă cu direcție rapidă

afectarea încercării

târî.

O abordare diferită a controlului oglinzii este „oglinda modală". Here acțiunea de cooperare a actuatoarelor este folosită pentru a deforma oglinda într-un set de „funcții de bază" sau moduri de suprafață care se combină pentru a reprezenta deformarea dorită a suprafeței. Modurile sunt alese pentru a optimiza spectrul de aberație a frontului de undă. Acest lucru se poate realiza prin optimizarea distribuției dispozitivelor de acționare și a modului lor de funcționare: acționare la margine versus acționare interioară, momente încovoietoare versus forțe pure și altele asemenea.

Oglinzile modale necesită dispozitive de acționare cu gamă dinamică mare, deoarece deformarea, mai degrabă decât să fie locală, trebuie să se propage pe toată suprafața oglinzii. În plus, controlul oglinzii pe moduri necesită o precizie mai bună a actuatorului în buclă deschisă decât actuatoarele controlate individual dintr-o oglindă zonală.

Analiza oglinzilor controlate de margini sugerează că, prin aplicarea momentelor și forțelor la marginile unei oglinzi, potrivirea suprafeței poate fi îmbunătățită considerabil decât doar cu acționarea interioară și că pentru majoritatea primelor 36 de moduri Zernike, actuatoarele interioare sunt efective. nu este necesar.5 La Lockheed, am experimentat cu mai multe oglinzi controlate de margini. Figura 12 prezintă o oglindă ULE de 25 mm grosime care este proiectată pentru a introduce cantități calibrate de aberații de ordin inferior, în principal astigmatism, în fasciculele laser cu secțiune transversală mare. Oglinda de 25 cm x 25 cm este proiectată să funcționeze într-un mod în buclă deschisă și este capabilă să introducă mai mult de 10 um de sag calibrat cu rezoluție de 12,5 nm la o lățime de bandă

Figura 10. Oglindă nerăcită de 16 cm cu direcție rapidă

Figura 11. Răcit

oglindă

Direcție rapidă de 30 cm

Figura 12. Oglindă pătrată controlată de margine

Figura 13. Segment de oglindă acţionat de margine

peste 100 Hz. O oglindă capabilă de o corecție mai mare a frecvenței spațiale este prezentată în Figura 13. Acesta este un segment al unei oglinzi sferice mai mare și este acționat de 30 de actuatoare în 10 puncte de acționare de-a lungul marginii. Fiecare punct de acționare aplică forțe de-a lungul a două axe și un moment încovoietor. Actuatoarele au fost special dezvoltate pentru aplicarea pe oglinzile adaptive. Acestea sunt motoare de cuplu electrodinamice care sunt cuplate la brațul de ieșire printr-o serie de pivoturi de îndoire și cuplaje care reduc deplasarea și măresc cuplul la un raport tipic de 100:1. Oglinda și dispozitivele sale de acționare au fost proiectate pentru funcționare cu lățime de bandă redusă (10 Hz) și au fost testate într-un mod în buclă închisă. Alte elemente

Sistemul de oglinzi include grătare holografice pe suprafața oglinzii și un senzor Hartmann cu matrice de fixare. Sistemul de oglindă este utilizat în prezent pentru a evalua diferitele aspecte ale unui sistem de control modal, inclusiv legile de control și implementarea lor, considerațiile senzorilor și validitatea modelelor structurale care formează baza analitică pentru controlul modal și acționarea marginilor.

Mulțumiri

Autorii ar dori să recunoască sprijinul lui R. Feaster și L. Lunsford de la Biroul Programului Laser Spațial al LMSC și R. Stewart de la Biroul Programului Laser Tactic. Mulțumiri se datorează lui M. Malin,

T. Pope, K. Silveira și R. Smithson pentru contribuțiile lor și lui S. Frandsen ana D. Johnson pentru ajutorul acordat cu manuscrisul.

Trimiteți inamicii

1. RC Smithson, TP Pope, „Holographie Grating Development at Lockheed Palo Alto Research Laboratory”, Proc. Soc. Foto-Opt. Instr. ing. 240, p. 28 (1980)

2. Mark Malin, Howard E. Morrow, „Wavelength Scaling Holographie Eléments”, Proc. Soc. Foto-üpt. Instr. ingr. 240, p. 2 (1980)

3. James Ç. Wyant, Chris L. Koliopoulos, „Sisteme de măsurare a fazelor pentru optică adaptivă”, Subiecte speciale în propagarea optică, Proc. AGARD Conf. Monterey, California, 1981, p. 48-1

4. Noah Bareket, Lawrence T. James, „Senzori de front de undă și oglinzi deformabile pentru vizibilitate

Lungimi de undă," Proc.Soc. Photo-Opt. Inst. Ing.228, p.4 (1980)

5. DM Aspinwall, TJ Karr, „Improved Figure Controlwith EdgeApplicationofForces

ana Moments", Proc.Soc. Foto-Opt. Inst. Ing.228, p.26 (1980)

Oglinzi deformabile pentru toate anotimpurile și motivele

RH Freeman, JE Pearson

Centrul de Cercetare United Technologies, Laboratorul de Optică și Tehnologie Aplicată PO. Drawer 4181, West Palm Beach, Florida 33402

Abstract

Utilizarea opticii adaptive a fost propusă din ce în ce mai mult ca o soluție la o varietate de probleme de distorsiune de fază optică. Conceptele de oglinzi deformabile (cauciuc) au folosit numeroase tehnici de proiectare pentru corectarea distorsiunii de fază. Cerințele oglinzilor deformabile sunt revizuite pentru mai multe aplicații împreună cu cerințele proiectate pentru a satisface cerințele viitoarelor sisteme optice. Cerințele de proiectare a actuatorului și oglinzii sunt abordate împreună cu interrelația lor cu proiectarea driverului electronic.

Introducere

„Oglindă, oglindă, pe perete, cine este cel mai frumos dintre toți”, este un citat dintr-un basm cunoscut. Citatul se poate aplica și unei optice active utilizate pentru a rezolva o varietate de probleme de distorsiune optică prin remodelarea unui front de fază optic cu diferențe de cale optică controlabile. Optica activă specifică, care face obiectul acestei lucrări, este oglinda deformabilă sau „de cauciuc”. O gamă largă de concepte de oglindă deformabilă și posibile

aplicații au fost propuse pentru urmărire, focalizare automată, îmbunătățirea imaginii și corectarea turbulenței. Care dintre aceste concepte este cel mai bun („cel mai corect") depinde de cerințele aplicației specifice.

Cea mai veche utilizare raportată a opticii „active" a avut loc în 211 î.Hr., așa cum este prezentat în Figura 1. Arhimede a folosit o „oglindă deformabilă" segmentată acționată de grecii care apără pentru a distruge o flotă romană atacatoare în timpul asediului Siracuza.1_3 Un alt concept propus pentru conștient de dietă, dar fără succes, individul este o oglindă deformabilă continuă care transformă un obiect distorsionat într-o imagine reală plăcută, așa cum se arată în Figura 2. Deși aceste concepte nu reflectă stadiul actual al oglinzilor deformabile pentru utilizare în laser de înaltă energie (HEL) sau astronomica! Sistemele optice adaptive, cele două tehnici de bază ale unei oglinzi continue și ale unei oglinzi segmentate sunt reprezentative pentru conceptele actuale.

Figura 1. Sistemul optic adaptiv al lui Arhimede folosind elemente de oglindă segmentate.

Figura 2. O utilizare ilustrativă, dacă este puțin probabilă, a unei oglinzi deformabile cu suprafață continuă.

Pe o notă mai serială, s-au făcut eforturi considerabile din 1973 pentru a dezvolta hardware-ul practic care poate compensa erorile de fază într-un front de undă. Un sistem optic adaptiv necesită de obicei un receptor, un senzor de front de undă, o oglindă activă și un set de electronice de control care convertesc ieșirea de la senzorul de front de undă în semnale electrice aplicate oglinzii active. Oglinda activă este inima unui astfel de sistem și este adesea elementul limitator de performanță. Experiența a arătat, de asemenea, că dispozitivele de acţionare pentru oglindă trebuie proiectate împreună cu driverele lor electronice, mai degrabă decât independent. -hoice-ul actuatorului are o influență puternică asupra cerințelor de tensiune, curent și putere ale driverelor și, prin urmare, asupra greutății sistemului, volumului și cerințelor de răcire. Acești din urmă factori sunt în prezent limitări majore în utilizarea opticii adaptive pentru aplicații aeropurtate sau spațiale.

Una dintre primele întrebări de proiectare este numărul de puncte independente de control al oglinzii re-guidate pentru a obține o anumită precizie pentru a se potrivi pe suprafața de corecție dorită. Acest număr depinde de conținutul de frecvență spațială al erorilor frontului de undă care sunt corectate.4'5 Proiecțiile pentru sistemele optice adaptive cu deschidere mare (= 4 metri) indică că va fi necesar un număr mare de dispozitive de acționare distanțate zlost (1000-2000) pentru ambele spații. și sisteme bazate pe sol. În plus, există obiectivele paralele, și adesea conflictuale, ale unei lățimi de bandă de control largi (>1000 Hz), excursie mare (10-20μπι) și electronice ușoare, deformabile cu volum mic și oglindă, care funcționează la tensiuni joase (200-200 Hz). 300 V). Tabelul I oferă o listă de caracteristici dorite ale oglinzii reformabile.

O discuție despre cerințele specifice pentru mai multe aplicații curente este prezentată în secțiunile următoare, împreună cu cerințele proiectate ale viitoarelor sisteme optice adaptive. Cerințele și conceptele de proiectare a actuatorului și oglinzilor sunt, de asemenea, abordate prin interrelația lor cu designul electronic al driverului.

Oglinzi segmentate

Din punct de vedere conceptual, o oglindă segmentată este cel mai simplu dispozitiv pentru a introduce controlul fazei și modularea fazei într-un fascicul laser. Diafragma activă este compusă din N oglinzi individuale, fiecare atașată la un sistem de acţionare.

Configurația cea mai de bază folosește segmente dreptunghiulare, pătrate sau hexagonale cu suprafețe de pian, fiecare condus de un singur actuator pentru a produce o mișcare de tip piston a segmentului normal pe axa oglinzii. Pot fi adăugate dispozitive de acționare suplimentare pentru a asigura înclinarea pe două axe împreună cu mișcarea pistonului pentru fiecare segment. Au fost construite oglinzi segmentate cu corecție de fază care utilizează atât piston, cât și piston plus mișcare de înclinare și au folosit atât actuatoare piezoelectrice, cât și hidraulice.

Oglinzile segmentate au fost utilizate în două aranjamente diferite pentru experimentele de corecție COAT și adaptive □hase. Într-o abordare,6 fasciculul laser este împărțit în mai multe sub-eamuri, fiecare dintre acestea fiind direcționată către un segment de dither (tagger) și apoi către un segment corector asociat. Toate fasciculele sunt apoi recombinate în deschiderea de ieșire dorită. În a doua abordare,7 segmentele sunt strâns împachetate pentru a defini o deschidere activă totală care este complet umplută cu fasciculul laser expander.

Pentru a obține un răspuns la frecvență maximă, defazatoarele mecanice ar trebui să aibă două obiective majore de proiectare: (1) rigiditate maximă în combinația actuator/oglindă și (2) greutate redusă și rigiditate în segmentul oglinzii reflectorizante pentru a reduce nasul accelerat al oglinzii. și crește frecvența de „sărire” a masei oglinzii/arcurilor sistemului de acționare. Dacă fluxul laserului este suficient de mare, segmentele vor necesita fie radiație termică, răcire conductă de căldură, fie răcire cu lichid (care necesită conexiuni flexibile de răcire de intrare/ieșire) și o metodă de răcire la marginile oglinzii. Mărimea și numărul elementelor determină capacitatea de a se potrivi cu un anumit profil de fază. Evident, dacă un număr de segmente sunt utilizate pentru a defini o deschidere mai mare, mai degrabă decât ca defazatoare și etichete cu o □eam divizată și recombinată, decalajul dintre segmente ar trebui redus la minimum.

Un exemplu de oglindă segmentată timpurie (1973), reglată manual7, este prezentat în Figura 3. Suprafața reflectorizante este compusă din douăzeci de segmente dreptunghiulare de silice topită de 5,15 x 8,35 cm, fiecare dintre acestea fiind reglabil individual în piston și înclinare. două axe prin intermediul micrometrelor diferenţiale. Segmentele sunt susținute de un ansamblu cadru Invar, care este stabil

din punct de vedere dimensional și neafectat de fluctuațiile de temperatură întâlnite în laborator

mediu inconjurator. Stabilitatea dimensională a ansamblului cadrului a fost verificată în teste cu interferometru cu lumină albă, în timpul căruia poziția unui segment a rămas fixă în aproximativ l/100 de lungime de undă (pentru λ - IO.6цт) după o perioadă de patru zile cu nu sunt necesare ajustări pentru a menține poziția segmentului.

Figura 3. Un ansamblu de oglindă reglabil cu 20 de segmente. Fiecare segment este reglabil individual în piston și două axe de înclinare prin micrometri: (2) vedere frontală a ansamblului; (b) vedere laterală; (c) configurația de montare în oglindă a actuatoarelor.

Oglinzile segmentate pot fi singura abordare practică pentru producerea de telescoape cu deschidere mare (>10 m). Deși segmentele individuale sunt relativ ușor de fabricat, rețele mari de segmente, așa cum se arată în Figura 4, pot avea probleme semnificative în alinierea și fazarea pistorului segmentelor individuale (1-4 m în diametru). Cel mai probabil, pentru a menține figura diafragmei complete, vor fi necesare combinații de senzori cu senzori cu detecție de margine și cu deschidere completă, împreună cu acţionarea pistonului și a înclinării pe 2 axe. Mai mult decât atât, suprafețele plane simple nu vor oferi performanța optică dorită, necesitând utilizarea contururilor suprafeței segmentelor de oglindă curbate. Pentru aplicațiile spațiale, aceste segmente vor fi ușoare și pot fi, de asemenea, deformabile pentru a asigura corecția de fază sau pentru a permite o mai mare ușurință a oglinzii. Actuatoarele de aliniere trebuie să aibă cursă relativ mare (100-150цт), precizie mare (O.lpm), dar lățime de bandă mică (1-10 Hz). Corectarea erorilor frontale de fază reziduale ar putea fi realizată și printr-o oglindă deformabilă continuă în trenul optic înainte de oglinda primară.

Oglinzi de suprafață continuă

Pentru un anumit număr de dispozitive de acționare, oglinzile segmentate oferă o corecție de fază substanțial mai mică decât oglinzile segmentate cu piston plus înclinare sau oglinzile deformabile cu suprafață continuă, deoarece acestea din urmă se pot potrivi cu panta locală, precum și cu faza medie și, astfel, se pot conforma mai precis frontului de undă. distribuții de erori. Două tipuri generale de oglinzi deformabile cu suprafață continuă au fost dezvoltate până în prezent: (1) oglinzi piezoelectrice monolitice (MPM), care constau dintr-un bloc monolitic de material piezoelectric (PZT) cu electrozi de suprafață încorporați.

> care este atașată o suprafață reflectorizantă subțire :4'13-16 și f2) oglinzi cu suprafață subțire cu actuatori dis .ete care acționează împotriva unui substrat masiv pentru a deforma placa de suprafață frontală эcaiiy. 1 Aceste două tipuri de oglinzi sunt prezentate conceptual în Figura 5.

SUPRAFATA DEFORMABILE

ELECTROZI DE ADRESARE

CERAMICA PIEZOELECTRICA

ELECTROD COMUN

Figura 4. Oglinzile primare segmentate, active și deformabile vor fi necesare pentru telescoapele mari și ușoare. Segmentele individuale trebuie să fie poziționate (fazate) unul față de celălalt și pot fi, de asemenea, deformabile.

ADRESARE ELECTRICA

OPORTUNITATI

(A)

ACTIONARE INDIVIDUALE

SUBSTRAT

CABLURI ELECTRICE

Figura 5. Conceptualizări ale oglinzilor deformabile cu suprafață continuă: (a) oglindă piezoelectrică monolitică (MPM);

(b) oglindă cu actuator discret. Actuatoarele pot fi piezoelectrice, electromagnetice, hidraulice sau chiar actionate de motoare pas cu pas.

SUPRAFATA DEFORMABILE

oglinzi anolitice

În oglinda de tip MPM,13 suprafața oglinzii este deformată prin aplicarea de volți bipolari electrozilor de adresare în raport cu electrodul spate comun. Acțiunea rezultată a PZT este foarte localizată în vecinătatea electrodului actionat individual, cu o interacțiune reglabilă de la electrod la electrod, în funcție de rigiditatea plăcii frontale. În esență, zonele electrozilor se comportă ca elemente liniar independente, cu dezlegarea dependentă doar de tensiunea aplicată electrodului. Electrodele individuale trebuie să fie amplasate pe suprafața frontală a blocului. Inversarea solului și electrodul comun are ca rezultat o atenuare semnificativă a mișcării la suprafața activă. Densitatea de absorbție a actuatorului este limitată doar de dimensiunea finită a electrodului și de distanța necesară pentru a umple găurile pentru cablurile electrodului de adresare, cu rezoluția spațială practică minimă fiind de aproximativ 0,5 mm. Oglinzile au fost construite cu grosimi PZT de până la 1,5 cm și ritmuri ale electrozilor de 0,5 și 1,0 mm. Pentru grosimea blocului piezoelectric mai mare decât distanța dintre electrozi, practic toată deviația are loc la suprafața oglinzii și efectiv una în planul solului (spate).

Substraturile pentru MPM cu diametrul de 15 cm sunt ușor disponibile și pot fi produse substraturi cu diametrul de 20 cm. Cu toate acestea, problema majoră este excursia limitată, care restricționează sever operația în intervalul de lungimi de undă în infraroșu mijlociu (2,7 - IO.6Цiп). În general, MPM-ul are o sensibilitate între 1,5 și 4,5 A/V, în funcție de detaliile materialului piezo, geometria electrodei, grosimea plăcii frontale etc. Testele au arătat că o limită practică este fiecare între 4 și 5. A/V. Defectarea dielectrică limitează tensiunea aplicată la + 2500V axim, rezultând o deformare maximă a suprafeței de + Ipm. O placă frontală rigidă, cum ar fi o pălărie necesară pentru o optică răcită, va reduce și mai mult deformația disponibilă. MPM, așa cum a fost utilizat în principal pentru corectarea sistemelor de lumină vizibilă, deoarece este de obicei necesară corecția de fază + 2λ. De asemenea, își găsește aplicație ca oglindă de amplitudine scăzută și de înaltă frecvență la lungimi de undă IR. Pentru aplicațiile cu lungimea de undă vizibilă, contracția monolitică oferă două avantaje semnificative. Potențialul de densitate de împachetare a actuatorului este mult mai mare (-15/cm2) decât oglinzile deformabile cu actuator discret de ultimă generație.

(^0,5/cm2). În plus, MPM-urile au fost proiectate, cu material absorbant acustic adecvat pentru amortizarea rezonantă,16 pentru a funcționa pe un interval de frecvență de 10-60 KHz, deși funcționarea fără rezonanță este limitată la sub aproximativ 35 KHz.

Dispozitivul s-a dovedit a fi un concept practic pentru un element optic activ rapid, controlat electric, pentru utilizare în sisteme de corecție atmosferică sau de compensare a imaginii în timp real!7 din motivele de mai sus și pentru că oferă o stabilitate considerabilă în ceea ce privește fluctuațiile temperaturii ambientale. . Dacă aplicațiile Sistemului necesită plăci frontale în oglindă răcite pentru laserele vizibile de mare putere, pot fi necesare actuatoare discrete din cauza sensibilității MPM reduse atunci când conduceți o placă frontală mai groasă și răcită.

Oglinzi deformabile cu actuator discret

În ultimii 10 ani, numeroase oglinzi deformabile cu actionare multi-discrete au fost proiectate și fabricate pentru o varietate de aplicații. Câteva exemple de oglinzi deformabile cu deschidere relativ mare, cu deplasare mare sunt prezentate în figurile 6-9. Oglinda deformabilă cu beriliu cu diametrul de 10 cm, 37 din figura 6 și oglinda deformabilă cu molibden cu diametrul de 16,5 cm și 61 din figura 7 au fost ambele construite de Hughes Aircraft.28 Ele utilizează actuatoare mecanice relativ simple cu stive piezoelectrice.

Figura 6. Ail béryllium 37-actuator oglindă deformabilă. Fiecare dispozitiv de acţionare cu arc preîncărcat celi are un driver de stivă PZT: (a) schema generală a oglinzii; (b) vedere frontală care arată aranjamentul cu trei inele, simetric circular, a actuatoarelor; (c) fotografia oglinzii nelustruite.

Patru oglinzi deformabile cu 52 de actuatoare cu actuatoare piezoelectrice complexe, de auto-aliniere, detașabile au fost fabricate de United Technologies.·Fotografia HA a uneia dintre aceste oglinzi este prezentată în Figura 8. O comparație între oglinda deformabilă cu actuator Hughes 61 și United Technologies 52 oglinda de acţionare este dată în Referinţa 18. Într-un efort de a maximiza atât corecţia de frecvenţă spaţială cât şi temporală a aberaţiilor de fază într-un sistem multidither, două tipuri mai avansate de oglinzi deformabile au fost fabricate de către United Technologies. Unul este o oglindă corectoare pentru efectuarea corecției de amplitudine mare, frecvență joasă; celălalt este o oglindă dither pentru a pune semnale de etichetare cu amplitudine mică și frecvență înaltă pe un fascicul. Aceste oglinzi au fiecare 69 de dispozitive de acționare pe o deschidere de 16 cm și sunt prezentate în figură. 9. Oglinda corectoare are o capacitate de deplasare de + 15pm, iar oglinda dither are o capacitate de deplasare de + 0,40цш.

O abordare nouă și diferită, care oferă controlul modului pentru corectarea polinoamelor Zernike de ordin inferior (focalizare și astigmatism) folosind trei dispozitive de acționare, este prezentată în Figura 10.12. Această oglindă utilizează faptul că, la incidență normală, aberația de fază funcționează pentru focalizare și astigmatism. sunt echivalente cu combinații de trei funcții pătratice, sau cilindri, la 0, 90 și 45 de grade unul față de celălalt. După cum este ilustrat în Figura 10, fiecare actuator modal, care constă din două piezoelectrice în linie. stive, este atașat de spatele oglinzii lângă marginile sale exterioare. Mișcările axiale ale actuatorului asigură egalitatea

PLACĂ DE ÎNCHIDERE

CONECTOR

DIAMETRO DE 7,87 (20 cm).

9,80 DIA (24,9 cm)

PORT DE APĂ

2 LOCURI

PARTEA ÎMPĂRĂTĂ

61 ACTIONATE

PORT DE ULEI

PARTEA ÎMPĂRĂTĂ

PUNCTE DE MONTARE

(8,90 DIA BC)

3 LOCURI ÎNDEPARTAMENT

(A)

Figura 7. Molibden, oglindă deformabilă cu 61 de acționări, care a folosit actuatoare piezoelectrice discrete: (a) schema de proiectare; (b) fotografie.

(b)

Figura 8. Molibden, suprafață activă de 21 cm, oglindă deformabilă cu 52 de actuatoare cu actuatoare complet detașabile.

și momente de încovoiere opuse în jurul marginilor oglinzii, rezultând o curbă aproape cilindrică a suprafeței oglinzii. Deoarece actuatoarele sunt excentrice în raport cu axa neutră a oglinzii în plus față de momentele de la marginea oglinzii, există forțe transversale care acționează în tensiune (modul de împingere) sau compresie (modul de tragere). Aceste arce transversale produc deviații neglijabile, deoarece oglinda este un fascicul scurt și, ca urmare, momentele și se pot presupune a fi constante de-a lungul lungimii fasciculului. Cei trei acționari care lucrează împreună pot implementa cele trei moduri cilindrice dorite.

Criteriile importante în proiectarea oglinzilor acționate individual sunt caracteristicile de rezonanță structurală a oglinzii cu diametru activ și combinațiile oglindă/actuator și substrat/oglindă, care afectează răspunsul în frecvență; și funcția de influență a cursei și a suprafeței

cf fiecare actuator și numărul de actuatori necesar pentru a îndeplini obiectivele de corecție spațială. Acești parametri sunt afectați, la rândul lor, de grosimea și materialul plăcii frontale a oglinzii, distanța dintre acționatori, geometria atașării actuatorului și rigiditatea combinației oglindă/actuator.

(A)

Figura 9. Actuator discret avansat. oglinzi deformabile. Fiecare are 69 de dispozitive de acționare piezoelectrice adaptate funcției oglinzii: (a) oglindă corectoare de molibden cu amplitudine mare și frecvență joasă; (b) oglindă cu dither cu beriliu de amplitudine mică și de înaltă frecvență.

Figura 10. Ansamblu oglindă deformabilă cu trei actuatoare.

(b)

Figura 11. Reprezentarea schematică a tendințelor parametrilor de performanță al oglinzii deformabile a actuatorului discret în funcție de amplitudinea deformarii suprafeței și (a) rigiditatea actuatorului și (b) grosimea plăcii frontale.

Există astfel mulți parametri care interacționează care determină performanța unei oglinzi deformóle. Sunt necesare compromisuri între acești parametri pentru a ajunge la un proiect final, iar analizele structurale detaliate sunt adesea necesare pentru a stabili proiectul înainte de fabricație. Figura 11 prezintă unele dintre tendințele diferitelor cuantificări de performanță ca o funcție a rigidității actuatorului și a grosimii plăcii frontale. Aceste curbe se aplică doar oglinzilor cu acționare discretă, sunt calitative și nu trebuie privite una față de cealaltă, ci doar în raport cu axele graficelor. O observație interesantă asupra interrelației dintre răspunsul în frecvență și deplasarea actuatorului este că produsul fo-AL este semnificativ constant pe o gamă largă de dimensiuni și modele de oglinzi deformabile, inclusiv alte tipuri de actuatoare monolitice și discrete. Dacă frecvența fo este definită ca aceea în care faza grafică Bode în oglindă este 30r și AL este mișcarea maximă a suprafeței vârf-vârf, fo-AL = 3 până la 30pm-KHz este o regulă de bază surprinzător de bună.

Actuatoare

Acţionarea unei plăci frontale subţiri (de ordinul a 2,5 mm) de oglindă poate fi realizată cu o varietate de tipuri de actuatoare, acţionarea piezoelectrică şi hidraulică fiind cele mai comune, figura 12 prezintă schiţe transversale a patru tipuri de actuatoare. Toate sunt prezentate în mișcare a unei oglinzi deformabile în raport cu o placă de referință groasă. PZT actu-:or constă dintr-o stivă solidă de discuri ceramice cu polaritate alternativă. Un icket izolator înconjoară stiva și servește la transmiterea forței către placa din spate.

PZT EM

MAG HYDR

Figura 12. Secțiune transversală schematică a modelelor tipice de actuatoare de oglindă deformabile discrete: piezoelectric (PZT), electromagnetic (EM), magnetostrictiv (MAG) și hidraulic (HYDR).

Driverul electromagnetic (EM) constă dintr-o bobină care se mișcă într-un câmp magnetic și antrenează un piston împotriva unui arc. Un arc cilindric este prezentat aici. Un magnet permanent este folosit pentru a transmite forța către placa din spate.

Actuatorul magnetostrictiv (MAG) constă dintr-un cilindru solid de rit magnetostrictiv, înconjurat de un solenoid legat de sârmă, folosit pentru a produce câmpul magnetic de antrenare. Carcasa care înconjoară solenoidul este folosită atât ca piesă polară pentru calea de întoarcere magnetică d pentru a transmite forța către placa din spate.

Servomotorul hidraulic (HYDR) prezentat utilizează fluid hidraulic de înaltă presiune controlat de o supapă condusă de PZT.20 Presiunea este transmisă la suprafața oglinzii printr-un piston de lucru-g împotriva unui arc cilindric. În cazul servomotorului hidraulic, sunt necesare atât puterea hidraulică cât și puterea electrică.

Tabelul II compară caracteristicile cheie ale acestor patru tipuri de actuatoare în termeni generali. în multe privințe, PZT și unitățile magnetostrictive sunt similare, deoarece ambele implică schimbarea pensiei a tijei de antrenare în sine ca urmare a unui câmp aplicat extern. э unitățile electromagnetice și hidraulice sunt similare prin aceea că folosesc forță controlată față de un arc extern. Progresele recente în tipurile de actuatoare piezoelectrice, electromag-tice °1>24·25,27 și magnetostrictive22 sunt toate încercări de a îmbunătăți cursa, densitatea pachetului j, disiparea puterii și răspunsul în frecvență pentru a îndeplini cerințele tehnice prezente și viitoare. Actuatoarele piezoelectrice și magnetostrictive digitale sunt cele două candidați cele mai bune pentru a îndeplini cerințele viitoare de densitate de ambalare de 1000-2000 - uatori în - 700 cm2, oferind în același timp greutate, volum și tensiune/curent acceptabil pentru ambalajele electronice, înalte. cerințele de frecvență a vitezei și capacitatea adecvată a cursei.

Piezoactuatoarele dezvoltate până în prezent au fost de natură analogică. Adică, au o deplasare a ieșirii continuelor pro-q ca răspuns la o comandă de intrare a continuilor. Un digi

Acest piezoactuator va produce totuși stări de ieșire discretă (deplasare) ca răspuns la comenzile de intrare discrete sau continue. Oferă potențialul de a depăși mai multe probleme asociate cu configurațiile actuale de actuator analogic și are ca rezultat un sistem de acționare electronic simplificat și o eficiență de operare crescută. Implementarea digitală este, de asemenea, atractivă, deoarece este direct compatibilă cu tehnicile de control al computerului digital.

Actuatorul piezoelectric digital are potențialul pentru o deplasare aproape fără histerezis în timp ce utilizează materiale piezoelectrice cu histereză ridicată. Sistem de control simplificat cu histereză scăzută. Designul sistemului și face ca poziția actuatorului să fie aproape calibrată. Actuatorul digital folosește două stări de acționare care au simplificat circuitele driverului și fac posibilă recuperarea eficientă a sarcinii și volumul mic în amplificatoare de comutare. Conceptul de acţionare digitală este prezentat în Fig. 13. Stiva piezoelectrică de plachete este grupată ca seturi ponderate binar, fiecare funcţionând fie alimentat, fie deconectat printr-o buclă de histereză de dimensiuni fixe. Deoarece punctele finale ale buclei de histereză sunt întotdeauna aceleași, efectul histerezei asupra extensiei este ocolit. Deoarece fiecare disc este tratat ca un dispozitiv cu două stări și tensiunea este întotdeauna aplicată în același mod, atunci deplasările discrete ale stivei vor fi

repetabil și cu valoare unică.

Figura 13. Conceptul de acţionare piezoelectrică digitală care utilizează un amplificator de comutare cu tensiune fixă.

Rezoluția configurației actuatorului digital este limitată în mod inerent de cea mai mică dimensiune a pasului asociată cu o singură

placă. În cazul în care este necesară o rezoluție mai fină, poate fi necesar fie să se încorporeze plăci suplimentare cu o dimensiune mai mică a treptei, fie să se opereze una sau mai multe plăci ca dispozitive analogice pentru a asigura o rezoluție crescută. Oricare dintre aceste ultime două opțiuni va îmbunătăți rezoluția, în timp ce necesită o com-lexitate sporită a sistemului de unitate. Există astfel un compromis de proiectare care trebuie luat în considerare între cerința de performanță și complexitatea configurației de implementare.

Aplicarea tehnologiei de acționare digitală pentru sistemele laser26 a demonstrat că consumul de energie al șoferului, pe bază de canal, este sub nivelul unui bec obișnuit cu incandescență. În plus, studiile de fezabilitate ale aplicării tehnologiilor semiconductoare cu accent pe ambalare (volum) și greutate pot reduce semnificativ acești parametri pe canal la 6 Ibs. în greutate și o treime dintr-o cutie de pantofi în volum.

Toate actuatoarele piezoelectrice au două dezavantaje serioase: (1) necesită tensiuni înalte; (2) prezintă o sarcină destul de mare, aproape complet capacitivă. Deși disiparea reală a puterii poate fi scăzută, sarcina capacitivă are ca rezultat curenți instantanei mari la frecvențe de 100 Hz și peste, care cu tensiunea înaltă produc puteri reactive mari. Combinația face ca driverele cu stare solidă fiabile să fie dificil de realizat.

Actuatoarele magnetostrictive de dimensiuni suficient de mici și deplasare-mont suficient de mari nu au fost demonstrate, dar sunt în dezvoltare activă la Centrul de Cercetare al United Technologies. Deși puterea reactivă necesară poate fi totuși mare, tensiunile mai mici sunt mai susceptibile de tehnologia driver-ului cu stare solidă. Compensațiile dintre puterea, greutatea și volumul șoferului și deplasarea și dimensiunea actuatorului sunt astfel importante în proiectarea unui sistem de oglindă deformată.

Tabelul I. Cerință pentru oglindă deformabilă

Cantitativ

Valoarea cantității

1. Cursa actuatorului+ 2 λ Minimum
2 . Densitatea numărului de acționare. Cel puțin 60 în 16 cm Diafragma activă
3 . Cea mai joasă frecvență de rezonanță> 2 KHz
4. Greutatea oglinzii 1000 kg cu suport (60 actuatoare)
5 . Figura în buclă deschisă (fără iradiere laser)$\lambda/4$ RMS
6 . Figura în buclă închisă (sub iradiere completă a laserului) $\lambda/20$ RMS
7. Istereză și fluaj al actuatorului (buclă deschisă) < 5%
8. Actuator la actuator, neuniformitate - 5% (Cap., Extensie/Hist Volt)
9. Eficiența driverului electronic> 50%
10. Greutatea șoferului (60 actuatoare)< 800 Kg

Calitativ

1. Numărul minim de piese de acţionare.

2. Figura optică ușor de reglat mecanic.

3. Dispozitive de acționare ușor de înlocuit.

4. Reglaje independente de preîncărcare a actuatorului și oglindă.

5. Cerință minimă de răcire (presiune și debit).

Tabelul II. Comparația tipurilor de actuatora

Tip actuator PZTEMMAGHYDR
Deplasarea maximă limitată Ly AL/L limitată de Eщax (3 x IO"1*)AL limitată de forță împotriva arcului AL/L limitată de Bmax (3 x 10~5)AL limitată de forță împotriva arcului
Presiune maximă limitată de AL/L-Y (2700 psi) Limitată de Bmax ' l-maxAL/L·Y Tehnologie hidraulică 10.000 psi
Răspuns în frecvență limitat de Masă plus arc în vracMasă plus arc externMasă plus arc în vracMasa plus mișcarea supapei arcului extern
Rigiditate inerentă YPrimăvara externYPrimăvara externă
Disiparea puterii Pierdere material TangentCoil I2RCoil I2RFTurbulență fluidă ; auto-răcit
Cerințe de antrenare Hi V, sarcină reactivăHi I, sarcină rezistivăHi I, sarcină rezistivăHi V, sarcină reactivă; plus putere hidraulica
Dimensiune transversală Constrângeri minime Relativ mare Necunoscută Oarecum mai mare decât PZT
aY este modulul Young al materialului adecvat; AL deplasarea liniară; iar L

lungimea actuatorului.

rezumat

Au existat multe concepte optice active concepute pentru a corecta aberațiile față de fază. Cerințele privind aceste optice sau oglinzi deformabile sunt la fel de variate ca și aplicațiile lor. Deplasarea actuatorului, densitatea de ambalare, tensiunea/curent, volumul, greutatea, lățimea de bandă de control, materialul oglinzii, cerințele de mediu sunt câteva dintre considerente în proiectarea unei oglinzi deformabile pentru o anumită aplicație. Au fost fabricate o varietate de oglinzi deformabile, atât segmentate, cât și continue, cu o varietate de modele de actuator și au fost utilizate pentru a demonstra fezabilitatea de a corecta aberațiile de fază atunci când sunt utilizate cu un senzor optic adaptiv și un sistem de control. Care dintre conceptele deformabile prezentate în această lucrare este „cel mai corect" depinde de aplicația și cerințele Sistemului. Nu există o oglindă universală deformabilă. Tehnologia oglinzilor deformabile a progresat considerabil de la primele modele segmentate, cu propulsie manuală, dar există un drum lung de parcurs în optimizarea

performanței, minimizând în același timp complexitatea într-o anumită aplicație. Pentru succes, acest proces de optimizare trebuie să ia în considerare nu numai oglinda mecanică, ci și dispozitivul de acționare și electronica de antrenare, care până în prezent domină greutatea și volumul sistemelor de oglinzi deformabile.

Referințe

1. Crăciun, AC , Appi. Opta. 12, A14 (1973).

2. Stavroudis, 0. N., Appi. Opta. 12, A16 (1973).

3. Mielenz, KD , Appi. Opta. 13, A14 (1974).

4. Hudgin, RH, J. Opt. Soc. A.m. 67, 393 (1977).

5. Harvey, JE și Callahan, GM, J. Opt. Soc. A.m. 67, 1367 (Д978) .

6. Pearson, JE, Bridges, WB, Hanson, S., Nussmeir, TA și PedinoÆf, ME, Appi. Opta. 15, 611 (1976).

7. Gebhardt, FG, Kendall, JF, Jaminet, JF, Hasselmark, ED și Bar-Tal,

GS, Raport UTRC Nr. N911771-11 (1974).

8. Pearson, JE și Hansen, S., J. Opt. Soc. A.m. 67, 325 (1977).

9. Angelbeck, AW, Freeman, RH, Pietro, RC, Hasselmark, ED, Gagnon, E., Greiner, AF, McClurg, WC și Wisner, G. R,, Raport UTRC, United Technologies Corporation (1975).

10. Grosso, RP și Vellin, M., J. Opt. Soc. A.m. 67, 399 (1977).

11. Freeman, RH și Garcia, HR, au transmis Appi. Opt., iulie 1981.

12. Fuschetto, A., Proc. SPIE 179, 17 (1979).

13. Feinleib, J., Lipson, SG și Cône, PF, Appi. Physics Letters 25, 311 (1974).

14. Hudgin, R. și Lipson, S., J. Appi. Fizica 46, 510 (1975).

15. Everson, JH, Greenough, JA, Proc. SPIE 179, 91 (1979).

16. Everson, JH, Proc. SPIE 141, 11 (1978).

17. Hardy, JW, Lefebvre, JE și Koliopoulos, CL, J. Opt. Soc. A.m. 07, 360 (1977).

18. Kenemuth, JR, Proc. SPIE 171, 32 (1979).

19. Angelbeck, AW et. al, Raportul Internai UTRC, FR-11531 (mai 1979).

20. Hansen, S., Raport final Contract Nr. N60921-75-C-0067 (iunie 1975).

21. Chiarappa, DJ și Claysmuth, CR, J. Guidance & Control V4, 435 (1981).

22. Adelman, S., Electromagnetic Actuators, AFWL TR-79-190 (ian. 1981).

23. Glomb, W., Comunicare Interna, UTRC.

24. Albertinetti, NP, Aldrich, RE, Everson, JH, Proc. SPIE 179, 11 (1979).

25. Albertinetti, N. p., Aldrich, RE, Everson, JH, Proc. SPIE 179, 28 (1979).

26. Raportul final al programului Tehnologia oglinzilor deformabile, AFWL F29601-C-80-0003 (1981).

27. James, LT, Heimlich, RM, Advanced Laser Optical Techniques, AFWL-TR-78-136 (feb. 1979).

INDEX AUTOR

INDEX SUBIECTULUI